

THÈSE

présentée par

Éric BELLE

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique

Caractérisation du transport de neutrons de spallation
dans un grand volume de plomb
Mesures de flux et de taux de transmutation différentiels

Date de soutenance: 28 octobre 1998

Composition du jury :

| | |
|---------------|--------------------|
| A. GIORNI | Directeur de thèse |
| E. GONZÁLEZ | Rapporteur |
| P. REUSS | Rapporteur |
| J.P. REVOL | Examineur |
| M. SALVATORES | Président du jury |

Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires.

53, Avenue des Martyrs. 38026 Grenoble Cedex.

THÈSE

présentée par

Éric BELLE

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique

Caractérisation du transport de neutrons de spallation
dans un grand volume de plomb
Mesures de flux et de taux de transmutation différentiels

Date de soutenance: 28 octobre 1998

Composition du jury :

| | |
|---------------|--------------------|
| A. GIORNI | Directeur de thèse |
| E. GONZÁLEZ | Rapporteur |
| P. REUSS | Rapporteur |
| J.P. REVOL | Examineur |
| M. SALVATORES | Président du jury |

Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires.

53, Avenue des Martyrs. 38026 Grenoble Cedex.

Remerciements

Je remercie très sincèrement Hervé NIFENECKER et Alain GIORNI, qui ont accepté de diriger ce travail de thèse, pour leurs nombreux conseils et encouragements ainsi que Jean-Marie LOISEAUX pour son accueil chaleureux au sein du groupe *Réacteurs Hybrides* de l'ISN de Grenoble et pour la confiance qu'ils m'ont témoignée.

Je remercie les rapporteurs, Messieurs Paul REUSS et Enrique GONZÁLES, pour le travail qu'ils ont accompli et pour leurs critiques constructives et enrichissantes.

Je remercie vivement Monsieur Massimo SALVATOIRES d'avoir accepté de présider le jury et d'avoir manifesté de l'intérêt pour ce travail.

Je remercie Jean-Pierre REVOL d'avoir accepté de participer au jury et d'avoir étudié avec la rigueur scientifique qui le caractérise l'ensemble de ce travail.

Ces trois années de travail effectuées en partie au CERN à Genève et en partie à l'ISN de Grenoble n'auraient pu être possibles sans le soutien financier du CNRS et du CEA.

Je remercie Monsieur Carlo RUBBIA et l'ensemble des membres de la collaboration de TARC pour leur accueil au CERN. Je tiens à remercier plus particulièrement Enrique GONZÁLES pour son aide scientifique et technique très précieuse ainsi que Yacine KADI, Alberto ABÁNADES, Véronique LACOSTE et José GALVEZ pour leur soutien sincère.

Je remercie l'ensemble des membres du groupe *Réacteurs Hybrides* de l'ISN de Grenoble pour leur soutien moral et scientifique. Je remercie Olivier MEPLAN pour le travail précieux qu'il a réalisé lors du dépouillement et de l'analyse des données enregistrées par les détecteurs *Si*. Je remercie Daniel HEUER pour l'aide indispensable qu'il m'a apportée lors du dépouillement des données enregistrées avec les détecteurs *CeF₃*. Je remercie Annick BILLEBAUD pour l'ensemble de ses relectures et de ses corrections. Je n'oublierai pas Frédéric ATTALE, Sylvain DAVID, Bernard BOYER et J.B. VIANO pour tous les moments que nous avons partagés.

Enfin, je voudrais remercier ma famille et l'ensemble de mes proches pour leur soutien sans condition tout au long de ces trois années et des années qui ont précédé.

à Fabienne

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 1 |
| I Expérience TARC (Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing) | 5 |
| 1 Concepts fondamentaux | 7 |
| 1.1 Chocs élastiques et paramètres de ralentissement | 7 |
| 1.2 Sections efficaces et libre parcours moyen | 8 |
| 1.3 Transport des neutrons dans le plomb | 9 |
| 1.4 Traversée des résonances de capture (n, γ) | 10 |
| 1.5 Spectromètre à temps de ralentissement au plomb | 12 |
| 2 Dispositif expérimental | 15 |
| 2.1 Géométrie et composition du bloc de plomb | 15 |
| 2.2 Faisceau de protons | 18 |
| 2.2.1 Extraction rapide | 19 |
| 2.2.2 Extraction lente | 21 |
| 2.3 Détecteurs | 22 |
| 2.3.1 Détecteur 3He à scintillation | 23 |
| 2.3.2 Détecteur à feuilles d'activation | 24 |
| 2.3.3 Détecteur 3He à ionisation | 25 |
| 2.3.4 Système <i>Rabbit</i> | 27 |
| 2.4 Système d'acquisition | 28 |
| 2.5 Groupe de Grenoble | 30 |
| 3 Modélisation et simulations | 33 |
| 3.1 Modélisation du dispositif expérimental | 33 |
| 3.2 Caractérisation du bloc de plomb | 34 |
| 3.3 Détermination de la fonction de corrélation énergie-temps | 39 |
| 3.4 Détermination du flux | 40 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| II | Détermination expérimentale du flux de neutrons | 41 |
| 1 | Enregistrement des données | 43 |
| 1.1 | Introduction | 43 |
| 1.2 | Mesure directe de l'énergie des neutrons | 43 |
| 1.3 | Électronique associée | 45 |
| 1.4 | Mesure indirecte de l'énergie des neutrons | 45 |
| 1.5 | Caractéristiques des cibles | 48 |
| 1.6 | Parcours et pertes d'énergie | 49 |
| 1.7 | Organisation des mesures | 51 |
| 2 | Sélection des données | 53 |
| 2.1 | Intensité du faisceau de protons | 53 |
| 2.2 | Reconnaissance de pics | 53 |
| 2.3 | Masques en amplitude | 55 |
| 2.4 | Taux de comptage | 57 |
| 2.5 | Origine des temps des neutrons | 60 |
| 2.6 | Récapitulatif | 61 |
| 3 | Méthodes de mesure de l'énergie des neutrons | 63 |
| 3.1 | Mesure directe de l'énergie des neutrons | 63 |
| 3.1.1 | Détermination des pics en coïncidence | 64 |
| 3.1.2 | Calibration en énergie des jonctions silicium | 65 |
| 3.1.3 | Détermination des coïncidences fortuites | 66 |
| 3.1.4 | Reconstruction de l'énergie des neutrons | 70 |
| 3.1.5 | Enseignements | 72 |
| 3.2 | Mesure indirecte de l'énergie des neutrons | 73 |
| 3.2.1 | Distribution expérimentale des neutrons en fonction du temps | 73 |
| 3.2.2 | Distribution expérimentale des neutrons en fonction de l'énergie | 76 |
| 3.3 | Conclusion | 79 |
| 4 | Détermination expérimentale du flux de neutrons en fonction de l'énergie | 81 |
| 4.1 | Calcul du flux de neutrons en fonction de l'énergie | 81 |
| 4.2 | Détermination expérimentale de l'efficacité de détection | 84 |
| 4.3 | Erreurs systématiques | 87 |
| 4.4 | Incidence de l'énergie cinétique des protons | 89 |
| 4.5 | Comportement isoléthargique des neutrons dans le plomb | 90 |
| 4.6 | Répartition spatiale des neutrons dans le bloc de plomb | 92 |

| | | |
|-----|-----------------------------------|-----|
| 4.7 | Modèle physique | 96 |
| 4.8 | Cohérence des résultats | 98 |
| 4.9 | Enseignements | 101 |

III Détermination expérimentale des paramètres caractéristiques du bloc de plomb et du taux de transmutation en énergie 103

| | | |
|----------|---|------------|
| 1 | Enregistrement des données | 105 |
| 1.1 | Introduction | 105 |
| 1.2 | Détecteur CeF_3 | 105 |
| 1.3 | Électronique associée | 107 |
| 1.4 | Caractéristiques des cibles | 108 |
| 1.5 | Organisation des mesures | 109 |
| 2 | Sélection des données | 111 |
| 2.1 | Injection des protons dans le bloc de plomb | 111 |
| 2.2 | Ligne de base du flash ADC | 112 |
| 2.3 | Origine des temps des neutrons | 114 |
| 2.4 | Intensité du faisceau de protons | 117 |
| 2.5 | Réponse du détecteur en fonction de l'intensité du faisceau | 118 |
| 2.6 | Récapitulatif | 121 |
| 3 | Taux de réaction expérimental en fonction du temps | 123 |
| 3.1 | Régime de fonctionnement du détecteur CeF_3 | 123 |
| 3.2 | Cumul des amplitudes | 125 |
| 3.3 | Normalisation de la réponse du détecteur entre expériences | 126 |
| 3.4 | Comportement du détecteur au cours d'une expérience | 129 |
| 3.5 | Mesure du bruit de fond | 130 |
| 3.6 | Spectre de capture (n, γ) en fonction du temps | 132 |
| 3.7 | Estimation des erreurs | 133 |
| 4 | Paramètres caractéristiques expérimentaux du bloc de plomb | 135 |
| 4.1 | Ajustement des spectres de référence | 135 |
| 4.2 | Détermination des couples (E_r, t_r) | 137 |
| 4.3 | Estimation expérimentale des paramètres K et t_0 | 141 |
| 4.4 | Dispersion associée à la relation énergie-temps | 146 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5 | Taux de transmutation expérimental en fonction de l'énergie | 149 |
| 5.1 | Spectre de capture (n, γ) en fonction de l'énergie | 149 |
| 5.2 | Détermination de la section efficace apparente de capture (n, γ) | 152 |
| 5.3 | Approche analytique | 153 |
| 5.3.1 | Effet lié à l'auto-absorption | 154 |
| 5.3.2 | Effet lié à la dispersion | 157 |
| 5.4 | Comparaison des sections efficaces de capture (n, γ) | 158 |
| 5.5 | Détermination de l'efficacité totale ϵ_t des détecteurs CeF_3 | 160 |
| 5.6 | Effet hydrogène | 163 |
| 5.7 | Enseignements | 170 |
| | | |
| | Annexe | 173 |
| | | |
| | A Mesures effectuées à Grenoble | 175 |
| | | |
| | Bibliographie | 179 |
| | | |
| | Liste des figures | 183 |
| | | |
| | Liste des tableaux | 189 |

Introduction

En 1993, le professeur C. RUBBIA fait une première proposition concernant un réacteur sous-critique piloté par un accélérateur de particules [1]. En 1995, le concept de l'*amplificateur d'énergie* est développé [2] ; le schéma de principe est présenté et commenté sur la figure 0.1. Les caractéristiques principales de ce système sont, outre la sous-criticité intrinsèque du réacteur nucléaire : l'utilisation de la filière $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{U}$ dans un spectre de neutrons rapides et l'utilisation du plomb comme source de spallation, comme milieu ralentisseur et comme fluide caloporteur.

Dans un réacteur sous-critique, la réaction en chaîne de production d'énergie ne peut pas s'auto-alimenter, c'est pourquoi il est nécessaire de coupler un tel système avec un accélérateur de particules. L'avantage majeur lié à l'utilisation d'un réacteur sous-critique est d'éviter les accidents analogues à celui qui s'est produit en 1986 à Tchernobyl, accident dû à des erreurs humaines qui ont conduit à la divergence du réacteur. Le choix de la filière $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{U}$ au détriment de la filière $^{238}\text{U} - ^{239}\text{Pu}$ est justifié par une production jusqu'à cinq ordres de grandeur inférieure des actinides mineurs qui sont des déchets radioactifs à durée de vie longue. L'emploi du plomb comme cible de spallation, comme milieu ralentisseur et comme fluide caloporteur est dicté par les caractéristiques physiques et neutroniques très particulières de ce matériau lourd qui assurent notamment un ralentissement très progressif et peu absorbant des neutrons.

Le système proposé par le professeur C. Rubbia a pour objectif principal la production d'énergie, il s'avère cependant être également un excellent candidat pour la transmutation de produits de fission radioactifs à durée de vie longue. Le concept lié à la production d'énergie a été validé [3] par l'expérience FEAT ¹ réalisée au CERN durant le second semestre de 1994 par une collaboration internationale regroupant des laboratoires grecs, espagnols, italiens et français. L'expérience TARC ² qui a été menée au CERN en 1996 et en 1997 par la même équipe de recherche avait pour objectif l'étude expérimentale de la transmutation des produits de fission radioactifs à durée de vie longue, dont 95 % de la radioactivité totale est portée par les seuls ^{99}Tc et ^{129}I , dans un grand volume de plomb. Cette expérience s'est donné pour but de valider le

1. First Energy Amplifier Test

2. Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing

concept TARC (Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing) qui repose essentiellement sur le lent ralentissement des neutrons dans le plomb depuis leur énergie de production par spallation, distribuée autour de 2 MeV , jusqu'aux énergies des résonances des sections efficaces de capture (n, γ) , de l'ordre de quelques eV , des matériaux à transmuter. De manière plus générale, cette expérience a permis de réaliser l'étude détaillée et complète du transport des neutrons dans le plomb et de valider un modèle numérique Monte Carlo utilisant des sections efficaces point par point.

Ce travail de thèse s'intéresse plus particulièrement à l'étude des propriétés de transport des neutrons dans le plomb en vue de la transmutation des produits de fission à durée de vie longue. La première partie s'attache à la description du dispositif expérimental de l'expérience TARC. Des approches théoriques et numériques permettent de se familiariser avec les propriétés de transport des neutrons dans le plomb. La deuxième partie porte sur la détermination expérimentale, par le groupe de l'ISN de Grenoble, de la distribution énergétique et spatiale du flux de neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb. Cette distribution est comparée aux résultats des simulations numériques et aux mesures collectées par les différents systèmes de détection utilisés en parallèle au sein de la collaboration. La troisième et dernière partie valide le concept de la traversée adiabatique des résonances de capture (n, γ) , pour la transmutation des produits de fission à durée de vie longue, dans le plomb. Une technique expérimentale de vérification du profil des sections efficaces de capture (n, γ) est proposée.

Il est très important de noter que l'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans ce travail repose étroitement sur les propriétés de ralentissement des neutrons dans le plomb et plus particulièrement sur la relation liant l'énergie cinétique des neutrons à leur temps de ralentissement dans ce milieu. En conséquence de quoi, ce travail propose une étude croisée et complémentaire de ce phénomène physique fondamental sous trois angles différents. Une première approche analytique, simpliste et intuitive, est proposée afin d'en cerner les principes fondamentaux. Suit une approche numérique complète. Enfin, une approche expérimentale réalisée avec les détecteurs CeF_3 développés par le groupe de l'ISN de Grenoble en assure, par recoupement, la validation expérimentale.

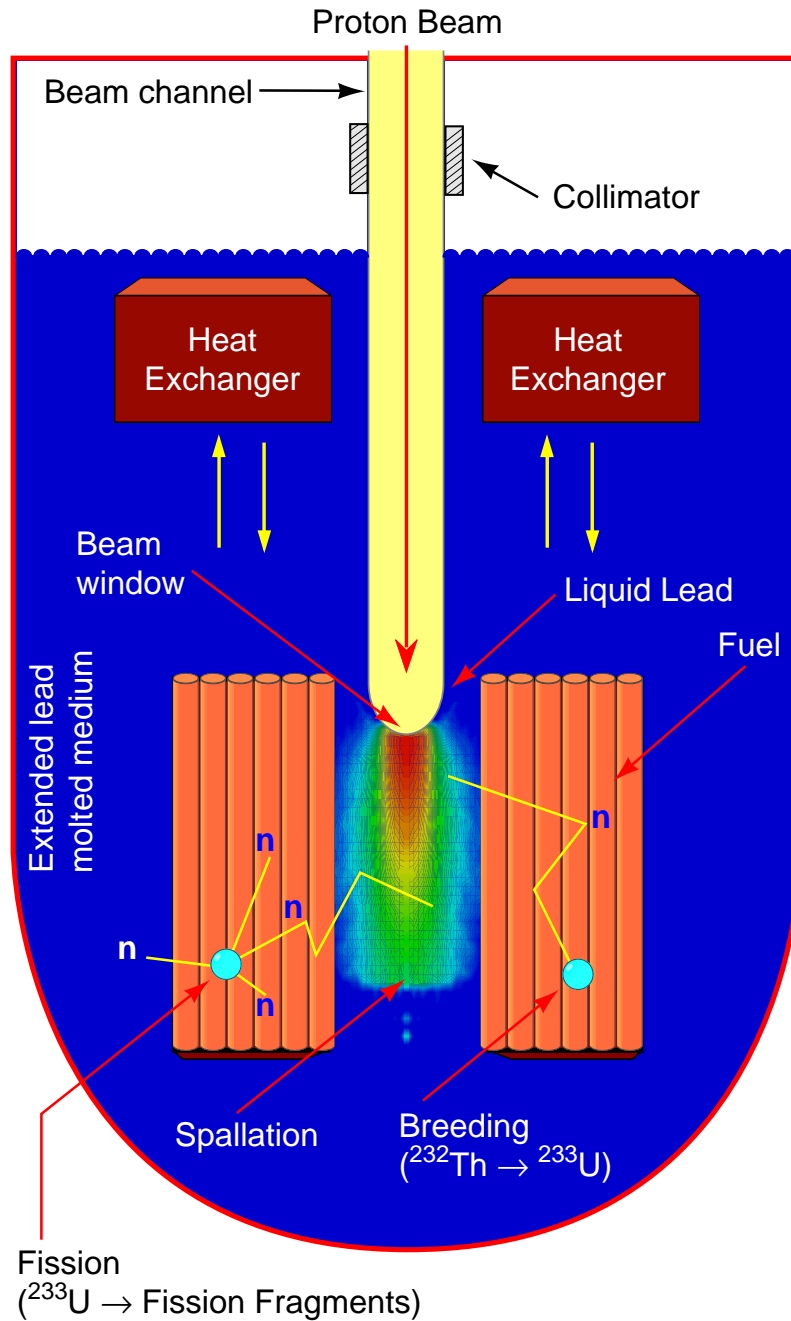


FIG. 0.1 – Schéma de principe d'un réacteur sous-critique, piloté par un accélérateur de protons, tel qu'il est proposé par le professeur C. RUBBIA. Le faisceau intense de protons de 1 GeV est injecté verticalement dans le réacteur nucléaire sous-critique, produisant ainsi les neutrons source par spallation dans la cible de plomb. La multiplication de ces neutrons source est assurée par la fission de l'uranium-233 produit à partir du thorium-232 par la réaction : $^{232}\text{Th} + n \rightarrow ^{233}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} ^{233}\text{Pa} \xrightarrow{\beta^-} ^{233}\text{U}$. L'énergie libérée par fission est transférée au plomb liquide baignant la zone combustible. La chaleur produite est alors évacuée grâce à la convection naturelle du plomb jusqu'au niveau des échangeurs thermiques.

Première partie

Expérience TARC (Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing)

Chapitre 1

Concepts fondamentaux

1.1 Chocs élastiques et paramètres de ralentissement

La diffusion élastique d'un neutron d'énergie cinétique inférieure à quelques MeV , sur un noyau de nombre de masse A , est décrite par la mécanique classique ; le cas du choc élastique de deux sphères homogènes indéformables est pris en considération. L'expression de l'énergie cinétique E du neutron, après un choc élastique, est obtenue à partir de la composition des vitesses dans le repère du laboratoire. Elle prend la forme :

$$E = \frac{E_0}{2} [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (1.1)$$

où E_0 est l'énergie cinétique initiale du neutron, θ est l'angle de diffusion du neutron dans le centre de masse et α est un coefficient déterminé par $\alpha = [(A - 1)/(A + 1)]^2$.

Dans le centre de masse, la diffusion élastique du neutron est considérée isotrope. L'énergie cinétique moyenne \bar{E} du neutron et la perte moyenne $\overline{\Delta E}$ associée, après chaque choc élastique, sont donc définies par :

$$\bar{E} = \frac{E_0}{2} (1 + \alpha) \quad \text{et} \quad \overline{\Delta E} = \frac{E_0}{2} (1 - \alpha) \quad (1.2)$$

Bien que la perte moyenne $\overline{\Delta E}$ soit peu souvent utilisée car dépendant explicitement de l'énergie cinétique initiale E_0 du neutron, elle permet une première approche du ralentissement des neutrons dans les milieux : si, avec un noyau d'hydrogène, la perte moyenne d'énergie cinétique $\overline{\Delta E} = \frac{E_0}{2}$ du neutron est maximale, à l'opposé, avec un noyau de nombre de masse très grand, elle tend vers zéro.

Le ralentissement des neutrons par diffusion élastique est habituellement étudié en fonction de la léthargie u qui représente une grandeur sans dimension définie par :

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \quad (1.3)$$

Dans ce nouveau repère, l'augmentation moyenne de léthargie $\overline{\Delta u}$, appelée plus communément paramètre de ralentissement ξ , ne dépend que du nombre de masse du milieu ralentisseur :

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot \ln \alpha \quad (1.4)$$

Il est fait mention d'une augmentation car la diminution de l'énergie cinétique du neutron est traduite par une augmentation de la léthargie (cf. définition 1.3).

La définition 1.4 du paramètre de ralentissement ξ permet, en faisant l'hypothèse d'une augmentation moyenne constante de la léthargie $\overline{\Delta u}$ au cours du ralentissement du neutron par diffusion élastique, de déterminer le nombre moyen n de chocs nécessaires pour atteindre une énergie cinétique E à partir de l'énergie cinétique E_0 :

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (1.5)$$

Dans le cadre du ralentissement lent des neutrons par diffusion élastique, un milieu peu absorbant à nombre de masse très élevé doit par conséquent être retenu.

1.2 Sections efficaces et libre parcours moyen

Pour un neutron d'énergie cinétique E donnée, la probabilité d'interaction avec le milieu est déterminée par la section efficace microscopique $\sigma(E)$ associée. Celle-ci a la dimension d'une surface exprimée traditionnellement en *barn* ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

La section efficace macroscopique $\Sigma(E)$ est déterminée, à partir de la section efficace microscopique $\sigma(E)$ et du nombre d'atomes par unité de volume n du milieu, par :

$$\Sigma(E) = n \cdot \sigma(E) \quad (1.6)$$

Bien que la section efficace microscopique $\sigma(E)$ soit principalement retenue au cours de ce travail, la détermination de la section efficace macroscopique $\Sigma(E)$ se révèle très intéressante pour définir quelques ordres de grandeur (cf. section 1.3).

La section efficace macroscopique $\Sigma(E)$ a la dimension de l'inverse d'une distance (cf. définition 1.6). Le libre parcours moyen λ associé est déterminé par :

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} \quad (1.7)$$

Le libre parcours moyen λ du neutron dans le milieu s'exprime habituellement en *cm* ; il suffit pour cela d'exprimer la densité volumique n du milieu en cm^{-3} et la section efficace microscopique $\sigma(E)$ en cm^2 .

1.3 Transport des neutrons dans le plomb

Le nombre de masse $A = 207,2$ du plomb naturel est très important et réduit ainsi le maximum d'énergie perdue par les neutrons après chaque collision élastique : un neutron d'énergie cinétique initiale E_0 possèdera, après une collision élastique, une énergie cinétique E comprise entre E_0 et αE_0 , où $\alpha \simeq 0,981$. L'augmentation moyenne de léthargie ξ des neutrons par collision est par conséquent très faible :

$$\xi = 0,00962 \quad (1.8)$$

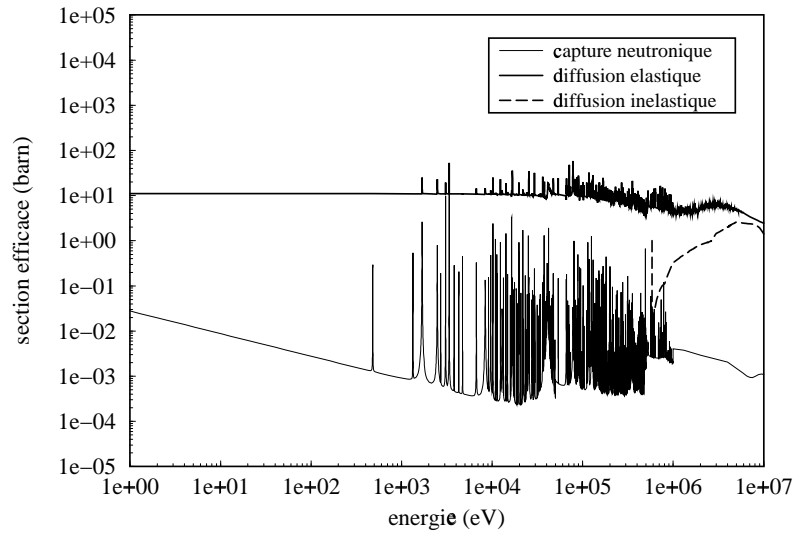


FIG. 1.1 – Sections efficaces de capture (n, γ), de diffusion élastique et de diffusion inélastique du plomb naturel extraites de la base de données JENDL 3.2.

L'absorption des neutrons dans le plomb est peu importante. Elle est même totalement décrite par la section efficace de capture (n, γ) pour des énergies inférieures à $0,5 \text{ MeV}$. L'évolution en $\frac{1}{v}$ de la section efficace de capture (n, γ) dans la région d'énergie inférieure à 1 keV (cf. figure 1.1) permet de déterminer numériquement la section efficace macroscopique d'absorption Σ_a des neutrons à partir de leur énergie cinétique E :

$$\Sigma_a = \frac{8,76 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}}{\sqrt{E \text{ (eV)}}} \quad \text{pour} \quad E \leq 1 \text{ keV} \quad (1.9)$$

La section efficace de diffusion élastique des neutrons dans le plomb est globalement constante (cf. figure 1.1). Pour des énergies inférieures au seuil de la collision inélastique et aux résonances élastiques, la longueur de diffusion λ_s associée est obtenue directement à partir de la section efficace élastique macroscopique Σ_s :

$$\Sigma_s = 0,362 \text{ cm}^{-1} \quad \text{et} \quad \lambda_s = 2,76 \text{ cm} \quad (1.10)$$

Le transport des neutrons dans le plomb, pour des énergies comprises entre $0,1 \text{ eV}$ et 1 keV , est dominé essentiellement par le processus de la diffusion élastique. Il en résulte une distribution isoléthargique des neutrons dans le plomb.

1.4 Traversée des résonances de capture (n, γ)

Les sections efficaces de capture (n, γ) des matériaux à transmuter possèdent des résonances en énergie très fortes dans une région généralement comprise entre 1 eV et quelques keV (cf. figures 1.2 et 1.3). Le concept TARC¹ s'appuie sur le lent ralentissement des neutrons dans le plomb, depuis leur énergie initiale de quelques MeV , pour assurer la traversée par *petits pas en énergie* de ces résonances.

Le tableau 1.1 illustre le concept TARC en comparant la perte moyenne d'énergie cinétique $\overline{\Delta E}$ des neutrons autour des premières résonances de la section efficace de capture (n, γ) du ^{99}Tc , à la largeur Γ_γ de chacune d'entre elles ; les valeurs des résonances sont tirées des mesures effectuées par F. GUNSING et al. à Geel en Belgique [4].

| $E \text{ (eV)}$ | $\Gamma_\gamma \text{ (meV)}$ | $\overline{\Delta E} \text{ (meV)}$ |
|------------------|-------------------------------|-------------------------------------|
| 5,584 | 149,2 | 53,0 |
| 20,274 | 150,3 | 192,6 |
| 39,841 | 136,9 | 378,5 |
| 56,677 | 154,6 | 538,4 |

TAB. 1.1 – Perte moyenne d'énergie cinétique des neutrons autour des premières résonances de la section efficace de capture (n, γ) du ^{99}Tc .

1. Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing

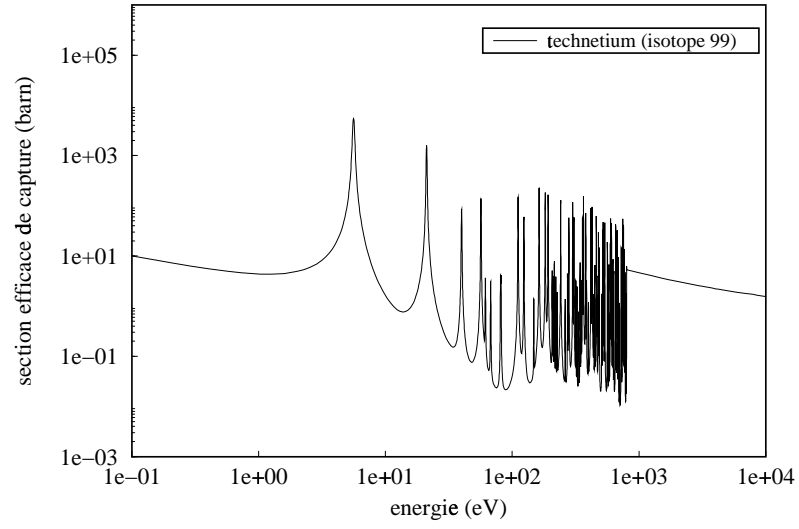


FIG. 1.2 – *Section efficace de capture (n, γ) du ^{99}Tc extraite de la base de données JENDL 3.2.*

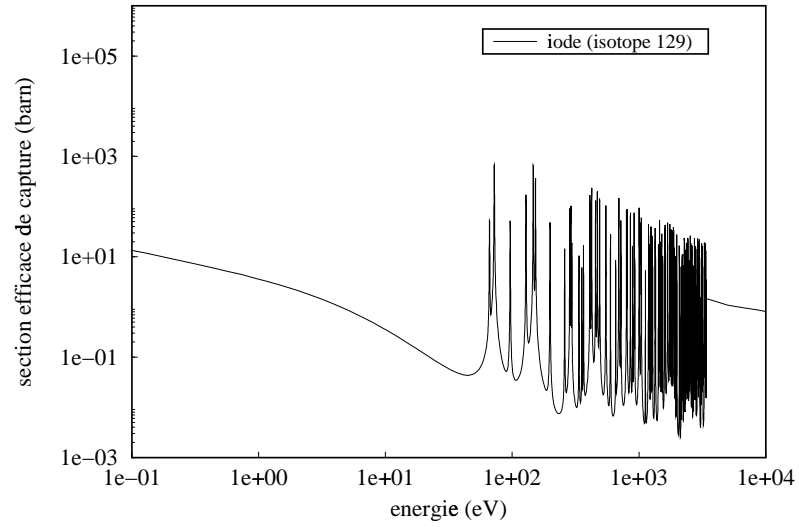


FIG. 1.3 – *Section efficace de capture (n, γ) de ^{129}I extraite de la base de données JENDL 3.2.*

1.5 Spectromètre à temps de ralentissement au plomb

A.A. BERGMAN et al. rapportent [5] que E.L. FEINBERG a constaté, dès 1944, qu'en se ralentissant sous l'effet de chocs élastiques dans un milieu à nombre de masse très supérieur à l'unité, les neutrons se groupent suivant une gamme de vitesses plus faibles à mesure que le temps de ralentissement augmente. Le concept du spectromètre à temps de ralentissement au plomb a, par la suite, été étudié et employé à différentes reprises [5, 6, 7, 8, 9, 10].

La relation moyenne entre l'énergie cinétique E d'un neutron et son temps de ralentissement t dans un bloc de plomb peut être décrite intuitivement et simplement [11]. Il est pour cela nécessaire de considérer une diminution constante de la vitesse v du neutron après chacune des collisions élastiques avec les noyaux de plomb :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta E}{2E} = a = \frac{mM}{(m+M)^2} \quad (1.11)$$

Les grandeurs m et M représentent, respectivement, le nombre de masse du neutron et du noyau de plomb. Il est ainsi possible de définir la vitesse v_n et par conséquent l'énergie cinétique E_n d'un neutron après n collisions élastiques :

$$v_n = v_0 (1 - a)^n \quad (1.12)$$

$$E_n = E_0 (1 - 2a)^n \quad (1.13)$$

Le libre parcours moyen λ_s de diffusion des neutrons sur les noyaux de plomb est supposé constant et indépendant de l'énergie du neutron. Le temps t_n lié à la n -ième collision élastique est alors déterminé par :

$$t_n = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\lambda_s}{v_i} = \frac{\lambda_s}{v_0} \cdot \frac{1 - (1 - a)^n}{a (1 - a)^{n-1}} \quad (1.14)$$

L'expression 1.14 du temps de ralentissement t_n associée à la définition 1.12 de la vitesse v_n rend possible la détermination de la vitesse v des neutrons à chaque instant t :

$$v = \frac{v_0 (1 - a)}{\frac{a v_0}{\lambda_s} t + 1 - a} \quad (1.15)$$

L'expression de l'énergie cinétique moyenne $E = \frac{1}{2}mv^2$ des neutrons, en fonction du temps de ralentissement t , est obtenue directement à partir de la relation 1.15. Elle prend la forme :

$$E = \frac{E_0 (1 - a)^2}{\left(\sqrt{\frac{2E_0}{m}} \frac{a}{\lambda_s} t + 1 - a \right)^2} \quad (1.16)$$

La relation 1.16 est reformulée pour adopter la forme plus élégante et plus compacte proposée par R.E. SLOVACEK et al. [10] :

$$E = \frac{K}{(t + t_0)^2} \quad (1.17)$$

Les paramètres caractéristiques K et t_0 du transport des neutrons dans le milieu ralentisseur sont ainsi définis par :

$$K = \frac{m \lambda_s^2 (1 - a)^2}{2 a^2} \quad \text{et} \quad t_0 = (1 - a) \frac{\lambda_s}{a} \sqrt{\frac{m}{2 E_0}} \quad (1.18)$$

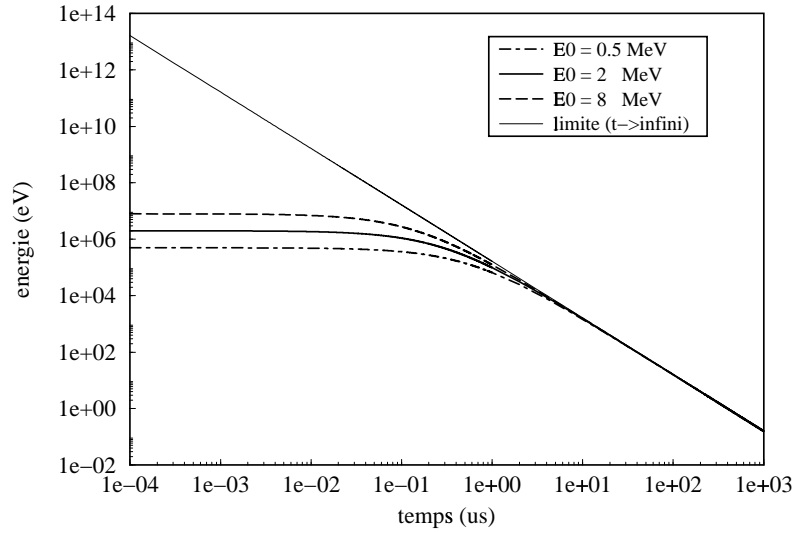


FIG. 1.4 – Relation moyenne liant l'énergie cinétique d'un neutron à son temps de ralentissement dans le plomb.

L'étude aux limites de la relation 1.17 est riche en enseignements. Si, pour les temps très courts, l'énergie cinétique E du neutron est peu différente de son énergie initiale E_0 , à l'opposé, pour les temps très longs et compte tenu des hypothèses faites, tout se passe comme si le neutron perdait la mémoire de son origine :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} E = \frac{K}{t^2} \quad \text{et} \quad \lim_{t \rightarrow 0} E = E_0 \quad (1.19)$$

La figure 1.4, sur laquelle est portée la relation 1.17 pour trois valeurs de E_0 différentes (à savoir $0,5 \text{ MeV}$, 2 MeV et 8 MeV) et la relation limite $E = \frac{K}{v^2}$ obtenue pour les temps très longs, illustre ce phénomène. Les valeurs numériques :

$$K = 165 \pm 3 \text{ keV} \cdot \mu\text{s}^2 \quad \text{et} \quad t_0 \simeq 0,3 \mu\text{s} \quad (1.20)$$

publiées par R.E. SLOVACEK et al. [10] sont en accord avec celles définies par la relation 1.18 pour une énergie cinétique initiale $E_0 = 2 \text{ MeV}$ et un libre parcours moyen $\lambda_s = 2,97 \text{ cm}$ des neutrons dans le plomb.

Le pouvoir de résolution D d'un spectromètre à temps de ralentissement est déterminé, à chaque instant t , par la dispersion σ_v des vitesses des neutrons autour de la vitesse moyenne v . Dans la gamme d'énergie d'intérêt et pour un milieu ralentisseur peu absorbant, cette dispersion prend la forme [5] :

$$D = \frac{\sigma_v^2}{v^2} = \frac{2}{3M} + \frac{kT}{4E} \quad (1.21)$$

où T représente la température absolue du milieu ralentisseur en Kelvin et k est la constante de Boltzmann ($k = 8,61735 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$). Le terme $\frac{2}{3M}$ de la relation 1.21 est déterminé principalement par la dispersion statistique du libre parcours moyen de diffusion élastique des neutrons dans le milieu ralentisseur. Le terme $\frac{kT}{4E}$ reflète pour sa part la dispersion statistique de l'énergie cinétique perdue par les neutrons du fait de l'agitation thermique des atomes du milieu ralentisseur.

Dans un milieu homogène de plomb à la température $T = 293 \text{ K}$, compte tenu de l'expression de la dispersion σ_v des vitesses des neutrons autour de la vitesse moyenne v (cf. relation 1.21), la dispersion en énergie σ_E des neutrons autour de l'énergie moyenne E est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,1134 \sqrt{1 + \frac{1,98}{E}} \quad (1.22)$$

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Géométrie et composition du bloc de plomb

Les dimensions et la forme du bloc de plomb mis en place pour l'expérience TARC ont été choisies [12] de manière à se rapprocher le plus possible du spectromètre à temps de ralentissement *idéal*. Compte tenu des propriétés de transport des neutrons dans le plomb et des différentes contraintes mécaniques et de coût, un compromis intéressant a été trouvé avec un volume cylindrique de $3,3\text{ m}$ de diamètre et de 3 m de long dont l'axe principal est aligné avec la ligne de faisceau (cf. figure 2.1) ; la charge au sol maximum autorisée dans l'aire d'expérience de 20 t/m^2 a notamment dû être prise en considération.

Les différentes simulations réalisées [13] indiquent que seulement 25 % des neutrons produits par spallation sortent des $29,3\text{ m}^3$ de ce volume. Afin de limiter le retour de ces neutrons, les blocs de béton utilisés pour blinder l'aire d'expérience ont été éloignés au maximum du massif de plomb ; la figure 2.2 présente une vue d'ensemble de l'aire expérimentale. Par ailleurs, la plate-forme d'acier utilisée pour supporter le bloc de plomb a été recouverte d'une couche de 3 cm d'un ciment spécial (Embeco) contenant 20 % de B_4C , de manière à limiter le retour des neutrons thermalisés dans le sol tout en assurant une relative transparence pour les neutrons qui s'échappent du bloc de plomb par le bas [14].

La conception modulaire du massif de plomb est à l'origine de la manipulation rapide et sûre des 333 t de plomb ; les 580 sous-ensembles ont été retirés lors du démontage final en seulement deux semaines. Un système à ventouse a été employé pour soulever et placer avec une grande précision la totalité des sous-ensembles du bloc de plomb. De cette manière, la manutention a pu être réalisée sans déformation ni pollution de ces sous-ensembles dont les dimensions ont été dictées par la disponibilité, sur le marché industriel, de ce type d'outil. Les différents trous de mesure du massif de plomb ont été pris en compte dès le façonnage des sous-ensembles.

TARC LEAD ASSEMBLY (334 tons)

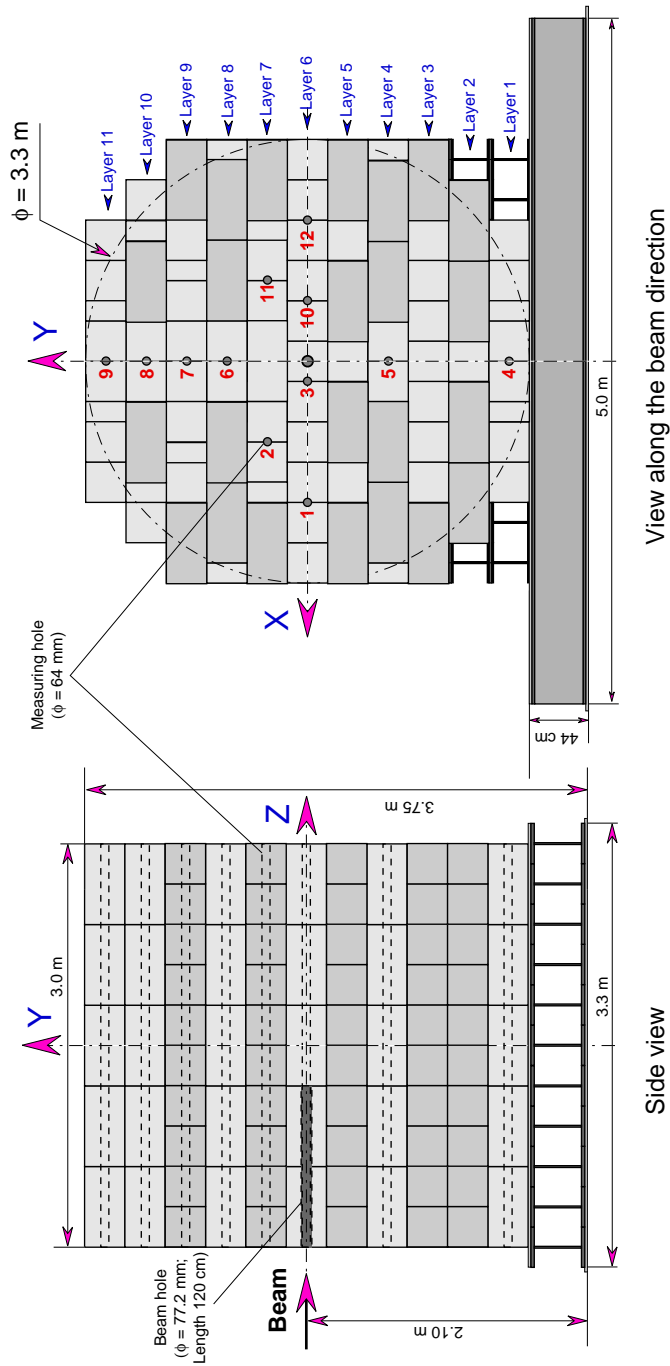


FIG. 2.1 – Vue générale du massif de plomb.

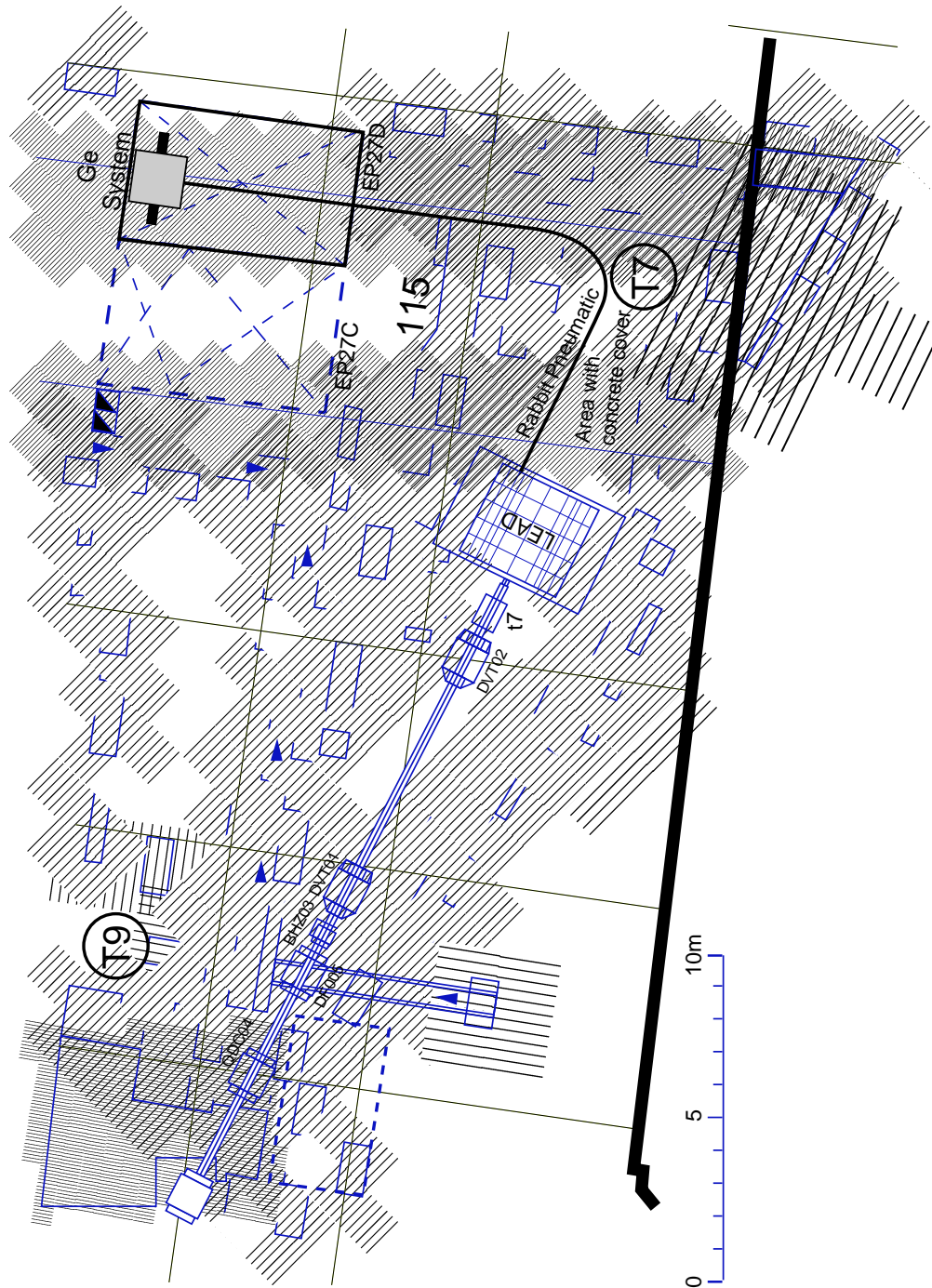


FIG. 2.2 – Aire expérimentale.

Le plomb de qualité 4N, fourni par l'entreprise Britannia Refined Metals (Royaume Uni) et usiné par l'entreprise Calder Industrial Materials (Royaume Uni) avec l'aide du service technique du CERN, a été soumis à analyse auprès de plusieurs laboratoires indépendants. L'ensemble de ces analyses a été pris en considération [15] pour déterminer avec précision la proportion en masse des 60 éléments présents dans le massif de plomb (cf. figure 2.3). L'élément contaminant le plus présent est le bismuth avec 19 *ppm* (parties par million) ; fort heureusement, les propriétés de transport des neutrons dans le bismuth sont très proches de celles dans le plomb. L'élément contaminant le plus pénalisant est sans conteste l'argent de par la résonance très importante ($\simeq 10^4 \text{ barn}$) à 5,2 eV de sa section efficace de capture (n, γ). Cependant, sa faible concentration (3,65 *ppm*) et le fait que cette résonance soit plus basse en énergie que celles du ^{99}Tc , un des principaux produits de fission à transmuter, rendent son influence négligeable.

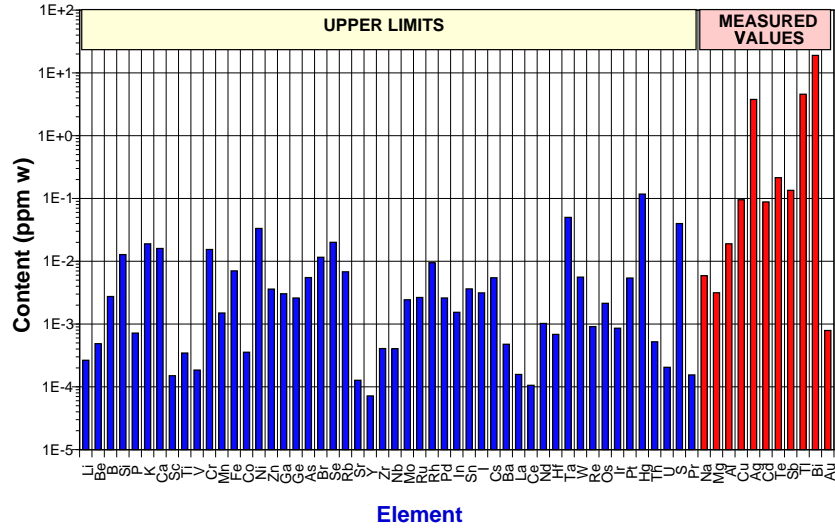


FIG. 2.3 – Proportions massiques des impuretés du massif de plomb en parties par million.

2.2 Faisceau de protons

Le dispositif expérimental de l'expérience TARC a été installé sur l'aire T7 de la partie Est du CERN (cf. figure 2.2), le faisceau pulsé de protons injecté dans le massif de plomb était délivré par le synchrotron *PS*. Deux modes d'extraction ont été mis à contribution : l'extraction *rapide* et l'extraction *lente*. L'extraction rapide permet d'obtenir de hautes intensités de faisceau, jusqu'à 10^{10} protons par bouffée. L'extraction lente est employée lorsque de faibles intensités de faisceau, de l'ordre de 10^3 protons par bouffée, sont requises.

L'essentiel des mesures réalisées au cours de l'expérience TARC l'a été avec un faisceau de protons de quantité de mouvement $p = 3,5 \text{ GeV}/c$. L'expérience FEAT [3] a montré que le rendement optimal de la production d'énergie avec un réacteur sous-critique piloté par accélérateur est obtenu pour un faisceau de protons d'énergie cinétique $E \geq 1 \text{ GeV}$. Il n'y avait cependant pas d'argument physique fort en faveur d'une énergie de proton particulière pour réaliser l'expérience TARC. Cette quantité de mouvement de $3,5 \text{ GeV}/c$ a donc été retenue pour la simple raison qu'il s'agissait d'un mode standard de fonctionnement du synchrotron *PS*. Afin d'étendre le champ d'étude de l'expérience TARC, un faisceau de protons de quantité de mouvement $p = 2,5 \text{ GeV}/c$ a également été employé.

2.2.1 Extraction rapide

Dans ce mode d'extraction, le faisceau de protons est injecté dans le bloc de plomb, par bouffées de 20 à 30 ns de large, à intervalles réguliers de 14,4 s ; la plage d'intensité disponible est comprise entre $3 \cdot 10^7$ et $2 \cdot 10^{10}$ protons par bouffée. Deux *beam transformers* ont été mis en place pour déterminer avec précision le nombre de protons injectés dans le bloc de plomb à partir du signal induit par la charge du faisceau dans une bobine. Le premier, identique à celui utilisé lors de l'expérience FEAT, était placé une quinzaine de mètres en amont du bloc de plomb. Le second, développé spécialement par la société Bergoz Instrumentation (France), était situé juste en amont du bloc de plomb (cf. figure 2.4).

La détermination précise de l'intensité du faisceau de protons est primordiale puisqu'elle assure la normalisation des mesures effectuées tout au long de l'expérience TARC. Compte tenu de la distance séparant les deux *beam transformers* et de l'énergie des protons, les informations retournées doivent être identiques ; en fait, les résultats sont en accord à 1 ou 2 % près pour chaque série de mesures. Ce système double assure ainsi un diagnostic permanent de la qualité du faisceau de protons. La calibration des *beam transformers* a été réalisée en injectant des charges pulsées et calibrées au travers d'un fil modélisant le faisceau de protons [16].

Afin de vérifier la calibration des deux *beam transformers*, des feuilles d'aluminium ont été irradiées périodiquement ; elles étaient placées tout contre le bloc de plomb sur le trajet du faisceau de protons (cf. figure 2.4). Cette irradiation produit du ^{24}Na , par le biais de la réaction $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$, facilement identifiable par sa raie d'émission γ de 1368,45 keV. La calibration absolue de l'intensité du faisceau de protons et la calibration de charge réalisée avec les *beam transformers* sont en accord, à la précision près de 7% qui porte d'une part sur la production de ^{24}Na par la réaction $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ et d'autre part sur la calibration des dé-

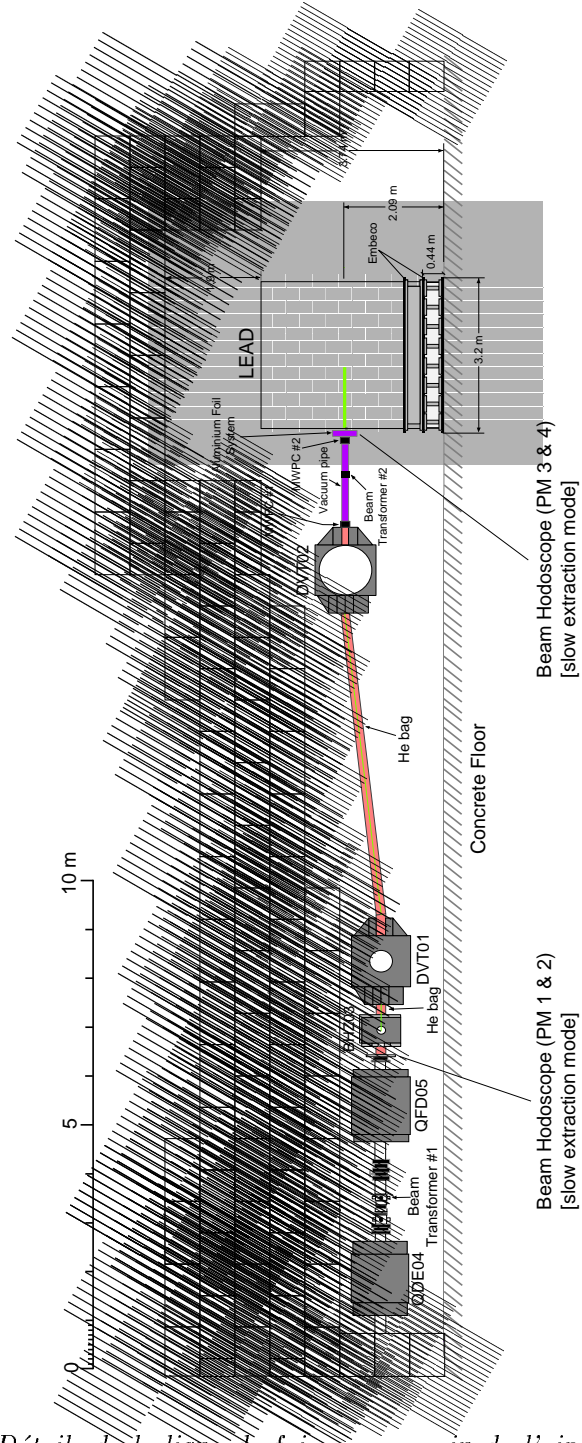


FIG. 2.4 – Détails de la ligne de faisceau au sein de l'aire expérimentale.

tecteurs germanium employés pour effectuer la spectrométrie γ [17].

Le point d'impact et le diamètre du faisceau de protons dans le bloc de plomb étaient contrôlés en permanence par deux chambres proportionnelles à fils (*MWPC*) placées en amont du bloc de plomb (cf. figure 2.4) ; le faisceau de protons était généralement centré avec une précision de 2 à 4 *mm* pour un diamètre d'environ 2 *cm* [18]. Ces détecteurs permettent, lors de l'analyse des données enregistrées par les différents systèmes de mesure utilisés au cours de l'expérience TARC (cf. section 2.3), de rejeter lorsque cela est possible les événements pour lesquels la qualité du faisceau n'est pas acceptable.

2.2.2 Extraction lente

Des intensités de faisceau de l'ordre de quelques 10^3 protons par bouffée ne peuvent pas être obtenues avec le mode d'extraction rapide du synchrotron *PS*. Il est pour cela nécessaire d'utiliser un faisceau de particules secondaires produit par un faisceau primaire de protons de quantité de mouvement $p = 24 \text{ GeV}/c$ dirigé sur une cible d'aluminium ; le faisceau secondaire ainsi créé est composé d'un ensemble de particules (pions, protons, muons, électrons, etc ...) de quantité de mouvement identiques.

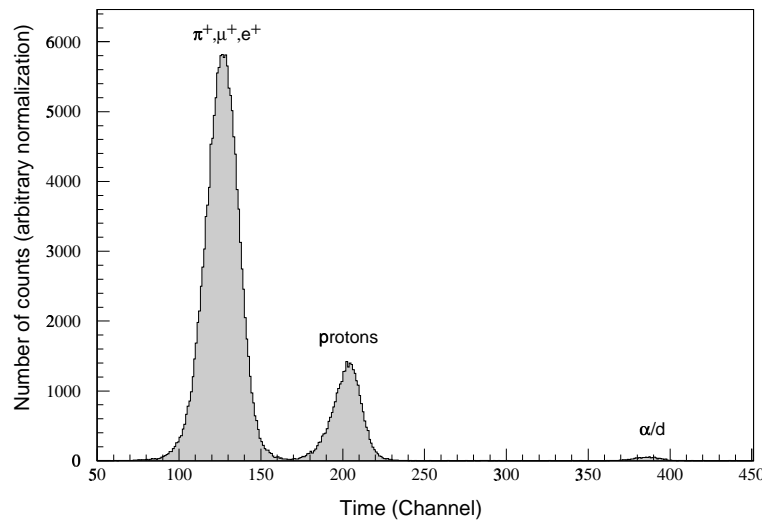


FIG. 2.5 – *Séparation par temps de vol des différents types de particules du faisceau en extraction lente.*

Deux *hodoscopes*, espacés de 13,4 *m* (cf. figure 2.4), ont été développés pour effectuer les

mesures de temps de vol nécessaires à la séparation des différents types de particules contenues dans le faisceau secondaire [19]. La résolution en temps de $0,5\text{ ns}$ de ce système a requis l'utilisation d'un faisceau secondaire composé de particules de quantité de mouvement $p = 2,5\text{ GeV}/c$ de manière à obtenir environ six déviations standard entre les distributions en temps des protons et des pions. Pour un tel faisceau secondaire, 20 % des particules sont des protons et la différence de temps de vol entre les protons et les pions est de 3 ns . La figure 2.5 montre les distributions en temps des différentes particules du faisceau en extraction lente.

2.3 Détecteurs

Différents types de détecteurs ont été développés pour déterminer la distribution en énergie des neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb :

- La gamme d'énergie comprise entre $0,1\text{ eV}$ et 10 keV était couverte principalement par le détecteur ^3He à scintillation (cf. sous-section 2.3.1) et les deux détecteurs Si (cf. partie II) ; des mesures à $4,906\text{ eV}$, $1,46\text{ eV}$ et $18,81\text{ eV}$ ont également été obtenues par activation de feuilles de ^{115}In , de ^{197}Au et de ^{189}W (cf. sous-section 2.3.2).
- La gamme d'énergie qui s'étend de 10 keV à 2 MeV était observée avec le détecteur ^3He à ionisation (cf. sous-section 2.3.3).
- Des mesures intégrales, basées d'une part sur la fission de ^{137}Np et de ^{232}Th et d'autre part sur les réactions $(n, 2n)$ et $(n, 3n)$ sur ^{12}C , ont été réalisées pour explorer la région d'énergie supérieure à 2 MeV .

Un ensemble de systèmes de détection complémentaires a par ailleurs été développé pour déterminer le taux de transmutation de différents isotopes :

- Le système *Rabbit* (cf. sous-section 2.3.4) a été utilisé pour réaliser la cartographie complète du taux de transmutation intégral du ^{99}Tc dans l'ensemble du bloc de plomb ; des mesures similaires ont été réalisées avec des échantillons d'argent et d'aluminium.
- Les taux de transmutation intégraux de ^{127}I et ^{129}I devaient également être mesurés avec le système *Rabbit*. Pour des raisons de sécurité, la spectrométrie γ et l'activation des échantillons ont été dissociées [20].
- Deux détecteurs CeF_3 (cf. partie III) ont été mis en oeuvre pour déterminer les taux de transmutation différentiels en énergie de plusieurs isotopes ; ce type de détecteur a également permis la caractérisation expérimentale du bloc de plomb (cf. partie III chapitre 4).

2.3.1 Détecteur ^3He à scintillation

La capture d'un neutron par un noyau de ^3He est suivie de l'émission de deux particules chargées emportant une quantité d'énergie cumulée de $0,764 \text{ MeV}$ (Q) à laquelle s'ajoute l'énergie cinétique du neutron incident :



L'énergie perdue par ralentissement des protons et des tritons dans un gaz de ^3He conduit à une émission de lumière dont l'intensité est proportionnelle à l'énergie déposée; l'énergie des photons est proche de 20 eV , ce qui correspond à une longueur d'onde de 62 nm .

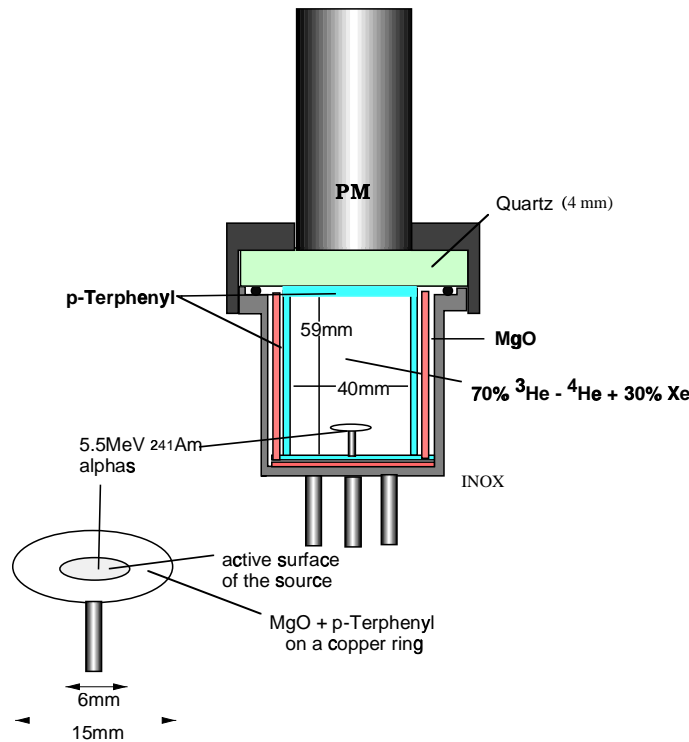


FIG. 2.6 – Description du détecteur ^3He à scintillation.

La quantité de lumière émise dans la chambre du détecteur ^3He à scintillation (cf. figure 2.6) a été augmentée en utilisant un mélange gazeux composé de 30 % de xénon ($1,18 \text{ bar}$) et de 70 % de $^3\text{He} - ^4\text{He}$ (respectivement 1 bar et $1,75 \text{ bar}$). Le nombre des photons, de longueur d'onde $\lambda = 172 \text{ nm}$, produits par scintillation par MeV de α dans un gaz de xénon est trois fois plus important que celui des photons produits dans un gaz d'hélium ; le mélange d'hélium et de xénon utilisé produit autant de lumière qu'un gaz de xénon pur. Le xénon sert aussi en partie de convertisseur de longueur d'onde en absorbant les photons de 20 eV produits par les particules

chargées de la réaction ${}^3\text{He}(n, p)t$ et en réémettant des photons d'une longueur d'onde de 172 nm .

Les photons émis dans la chambre du détecteur sont détectés par un photomultiplicateur ; la connection optique est assurée par une fenêtre de quartz maintenue par une bague de cuivre (cf. figure 2.6). Afin d'augmenter une nouvelle fois le nombre de photons et d'en optimiser la conversion par la photocathode, une couche de p-terphenyl a été déposée sur le revêtement interne (MgO) de la chambre du détecteur (cf. figure 2.6) ; la couverture de MgO est employée pour réfléchir les photons dans la chambre. Le p-terphenyl est un convertisseur de longueur d'onde qui absorbe les photons émis dans l'ultra-violet ($\lambda = 172\text{ nm}$) et une part des photons de 20 eV pour réémettre des photons de longueur d'onde $\lambda = 340\text{ nm}$. La surface de la fenêtre de quartz faisant face à la chambre du détecteur a également été recouverte, par évaporation, de p-terphenyl ; ce modèle de fenêtre est opaque pour les photons de longueur d'onde inférieure à 160 nm .

Une source α de $5,5\text{ MeV}$ (${}^{141}\text{Am}$) a été placée dans la chambre du détecteur pour assurer une calibration dans le temps de la composition du gaz car le p-terphenyl s'évapore à température ambiante et contribue par conséquent au quenching de l'émission des photons. Un anneau de cuivre, sur lequel des couches de MgO et de p-terphenyl ont été déposées, maintenait cette source α .

Le détecteur ${}^3\text{He}$ à scintillation assure la détermination du flux différentiel en énergie des neutrons sur une gamme d'énergie comprise entre 1 eV et 10 keV . L'énergie cinétique E des neutrons est déterminée à partir de leur temps de ralentissement t dans le plomb par la relation moyenne $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$ (cf. section 1.5) ; Les paramètres caractéristiques K et t_0 utilisés sont ceux déterminés par la simulation (cf. section 3.2). Les caractéristiques détaillées du détecteur ${}^3\text{He}$ à scintillation et du résultat des mesures sont rassemblées dans la référence [21].

2.3.2 Détecteur à feuilles d'activation

Le détecteur à feuilles d'activation est un détecteur de neutrons qui présente un certain nombre d'avantages : il est peu encombrant, il ne nécessite pas la mise en oeuvre d'équipement électronique durant l'irradiation, la mesure d'activation peut être faite à la convenance des expérimentateurs après l'irradiation et enfin, la présence de rayonnement γ ou autre n'interfère pas avec l'activation même des feuilles par les neutrons. Cependant, contrairement aux autres détecteurs développés pour déterminer le flux de neutrons dans le bloc de plomb, ce type de détecteur ne permet pas de balayer une région large en énergie.

La technique de mesure consiste à placer en *sandwich* une feuille d'un matériau donné entre deux autres feuilles de même composition et de même géométrie (cf. figure 2.7); l'épaisseur des feuilles est déterminée de manière à ce que 80 à 90 % des neutrons qui traversent les deux feuilles extérieures du sandwich soient absorbés dans la résonance principale de capture (n, γ) du matériau considéré. Dans le cas où les feuilles d'activation sont suffisamment fines pour qu'au premier ordre l'auto-absorption des neutrons soit négligeable en dehors de la résonance principale de capture (n, γ), la différence d'activation entre les feuilles extérieures et la feuille intérieure détermine l'activation due uniquement à la résonance principale de capture (n, γ) du matériau.

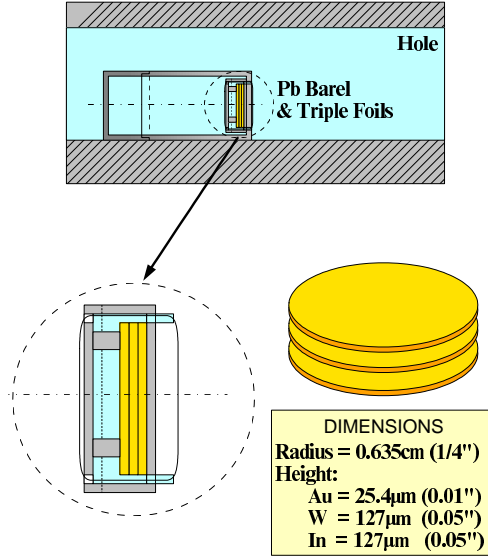


FIG. 2.7 – Feuilles d'activation.

Ce mode de mesure requiert l'utilisation de feuilles d'activation pour lesquelles le rapport pic sur vallée de la section efficace de capture (n, γ) de la résonance principale est maximum. C'est la raison pour laquelle les mesures ont été réalisées avec des feuilles de ^{115}In , de ^{197}Au et de ^{189}W ; la section efficace de capture (n, γ) de ces différents matériaux, aux énergies respectives de 4,906 eV, 1,46 eV et 18,81 eV, est supérieure à 10^4 barn. Les caractéristiques détaillées du détecteur à feuilles d'activation et du résultat des mesures sont rassemblées dans la référence [22].

2.3.3 Détecteur ^3He à ionisation

Les chambres d'ionisation à ^3He représentent, pour une gamme d'énergie qui s'étend de quelques dizaines de keV à quelques MeV, un système de détection standard pour la spectro-

métrie de neutrons rapides ; la réaction exothermique ${}^3\text{He}(n,p)t$ est mise à contribution. Le détecteur ${}^3\text{He}$ à ionisation utilisé est basé sur le modèle de chambre à ionisation grillagée de S. CUTLER et J.M. SHALEV [23]. Un système de *veto* complémentaire a cependant été rajouté pour définir le volume efficace de détection de la chambre à ionisation ; des électrodes ont été disposées, à cet effet, en périphérie de cette chambre (cf. figure 2.8).

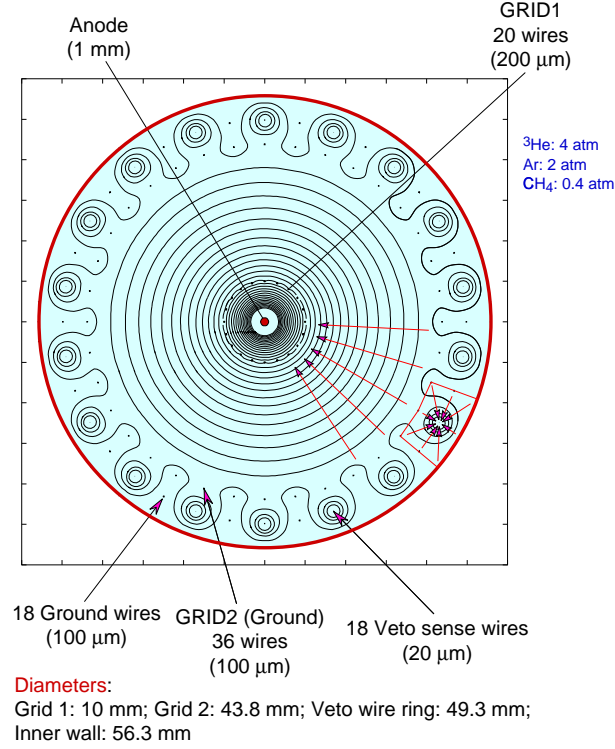


FIG. 2.8 – Description du détecteur ${}^3\text{He}$ à ionisation.

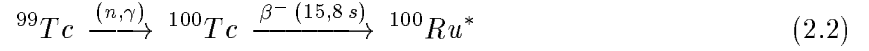
L'enveloppe externe du détecteur ${}^3\text{He}$ à ionisation en acier inoxydable, d'une épaisseur de 0,8 mm, est à même de supporter une pression supérieure à 15 bars. Compte tenu du diamètre extérieur de 57,9 mm de cette enveloppe et de l'importance de la section efficace de capture (n, γ) de ${}^3\text{He}$ à basse énergie, la longueur extérieure a été choisie pour définir un volume interne total de gaz d'environ 330 cm^3 ne perturbant que très faiblement le lent ralentissement des neutrons dans le plomb tout en offrant un taux de comptage suffisant de quelques kHz .

Le détecteur ${}^3\text{He}$ à ionisation permet de déterminer expérimentalement le flux des neutrons, dans l'ensemble du bloc de plomb, sur une gamme d'énergie comprise entre quelques dizaines de keV et un peu plus de 1 MeV . La méthode employée met en oeuvre une matrice de déconvolution obtenue à partir de simulations Monte Carlo pour tenir compte de la complexité de la

réponse du détecteur. La description complète du détecteur 3He à ionisation et des résultats obtenus est donnée dans la référence [24].

2.3.4 Système *Rabbit*

La capture d'un neutron par un noyau de ^{99}Tc , dont la demi-période de décroissance radioactive est de $2,111.10^5$ ans, donne un noyau de ^{100}Tc , d'une demi-période de décroissance radioactive de 15,8 s. Ce noyau de ^{100}Tc donne à son tour, par décroissance β^- , un noyau de $^{100}Ru^*$ excité qui se stabilise par décroissance γ :



Le taux de transmutation intégral de l'échantillon de ^{99}Tc considéré est par conséquent entièrement déterminé par le nombre de γ de désexcitation du $^{100}Ru^*$.

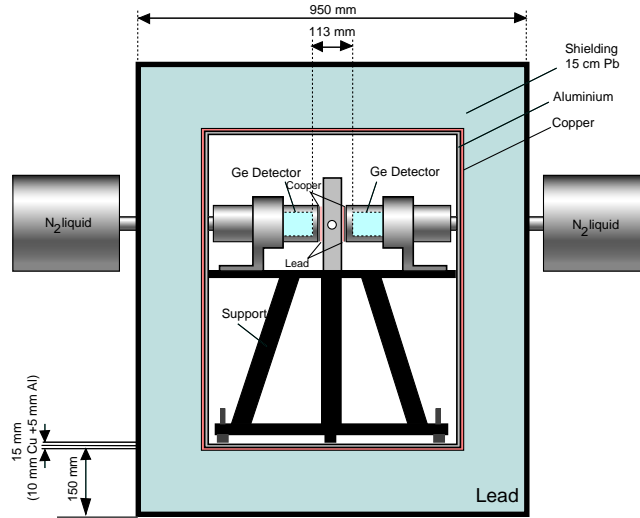


FIG. 2.9 – Station de comptage du système *Rabbit*.

Le système *Rabbit* développé pour l'expérience TARC se compose de deux parties principales : la station de comptage située à distance dans la salle d'acquisition de données et le système à air sous pression mis en place pour faire *naviguer* les échantillons entre le bloc de plomb et la station de comptage (cf. figure 2.2) ; les échantillons ont été placés dans des *navettes* en fibre de carbone pour des raisons de sécurité. L'irradiation et la spectrométrie γ des échantillons ont été séparées pour réduire le bruit de fond et pour protéger les deux compteurs germanium placés dans la station de comptage ; chacun de ces détecteurs *Ge* possède une résolution en énergie de l'ordre de 2 keV sur la gamme d'énergie comprise entre 2 keV et 2 MeV.

Le système à air sous pression possède un port d'irradiation et un port de mesure reliés par un tube en plastique souple de 24 *m* de long ; le diamètre interne de ce tube est de 10 *mm*, le diamètre externe de 12 *mm*. Le port d'irradiation est un tube cylindrique mobile en acier de 3 *m* de long dans lequel la navette s'immobilise, à chaque bouffée de faisceau, pour l'activation de l'échantillon. Le port de mesure, situé à l'autre extrémité du long tube en plastique souple, était fixé entre les deux détecteurs *Ge* de la station de comptage du système *Rabbit*. La durée du déplacement de la navette d'un port à l'autre du système à air sous pression était de l'ordre de 1, 2 *s*.

La figure 2.9 représente une coupe verticale de la station de comptage du système *Rabbit*. Les deux détecteurs *Ge* étaient protégés du bruit de fond γ de la pièce par un blindage composé de : 15 *cm* de plomb, 1 *cm* de cuivre et 5 *mm* d'aluminium ; avec cette protection, le taux de comptage de bruit de fond de chaque détecteur *Ge* est passé de 400 *Hz* à 2 *Hz*. La radioactivité β^- du ^{99}Tc et du ^{100}Tc est la source d'un rayonnement de freinage des électrons dans la matière (Bremsstrahlung) qui pollue les mesures. C'est pourquoi, un matériau absorbeur a été placé entre chaque détecteur *Ge* et le port de mesure du système à air sous pression. En fait, deux filtres ont été utilisés : le premier, en plomb (0,5 *mm*), pour couper les γ d'énergie inférieure à 100 *keV* et le second, en cuivre (0,5 *mm*), pour absorber le rayonnement X produit dans le filtre de plomb ; le rayonnement X produit par les feuilles de cuivre était, à son tour, absorbé par les fenêtres en aluminium des détecteurs *Ge*.

Un échantillon métallique de 14,3 *mg* et deux échantillons en poudre de TcO_4K , l'un de 206,0 *mg* et l'autre de 441,3 *mg*, ont été utilisés. Les caractéristiques détaillées du système *Rabbit* ainsi que l'ensemble des mesures réalisées sont regroupés dans la référence [25].

2.4 Système d'acquisition

Le système d'acquisition de données utilisé au cours de l'expérience TARC repose entièrement sur le système CASCADE [26, 27] développé originellement par le groupe ECP-DS¹ du CERN pour l'expérience NOMAD. Le système CASCADE est un système d'acquisition de données temps-réel et multi-processeurs supportant des configurations à base de châssis VME inter-connectés par un bus VIC et reliés à des stations UNIX par un réseau ethernet local. Lors de l'expérience TARC, chaque châssis VME intégrait, par l'intermédiaire d'un module FIC8234 utilisant le système d'exploitation OS9, une unité de calcul Motorola 68040 cadencée à 25 *MHz*.

Le système d'acquisition de données de l'expérience TARC était composé essentiellement de

1. Data-acquisition System group of the Electronics and Computing for Physics division

trois châssis VME, d'une station UNIX dédiée à la mise au point, d'une console de suivi en ligne et d'une station UNIX principale (cf. figure 2.10). Bien que cela soit possible, les châssis VME ont été utilisés sans unités de masse propriétaires; le protocole BOOTP a été utilisé pour permettre au châssis VME de charger le système d'exploitation OS9 depuis les disques durs reliés directement à la station UNIX principale. Une fois montés, les châssis VME avaient la possibilité d'accéder au système de fichiers de la station UNIX principale de manière transparente par NFS. Un protocole client-serveur spécifique a cependant été retenu pour envoyer les données collectées par ces châssis VME vers les disques durs de la station UNIX principale. La gestion des interruptions déclenchées par le programme d'acquisition était prise en charge par le système CASCADE; chacun des châssis VME employés intégrait à cet effet un module CORBO (cf. figure 2.10).

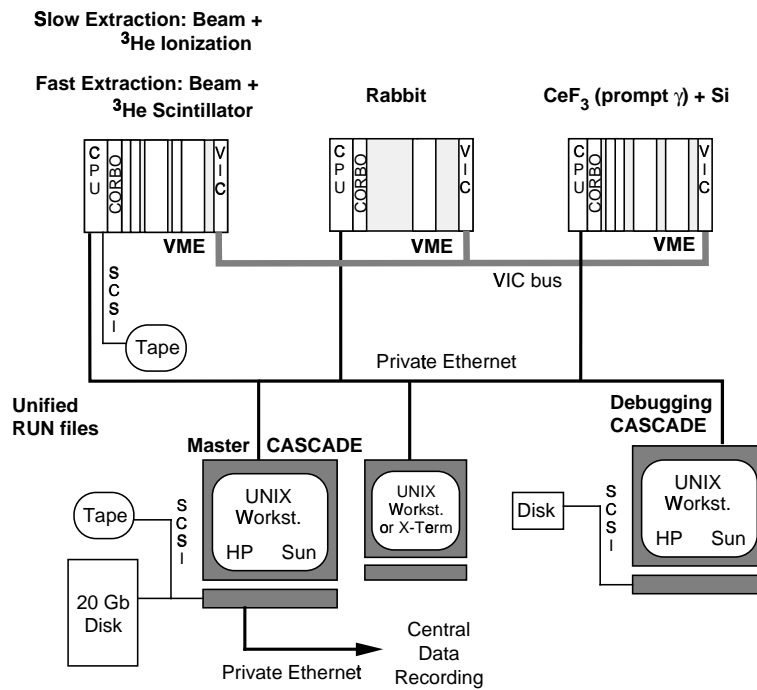


FIG. 2.10 – *Système d'acquisition de l'expérience TARC.*

L'enregistrement des données à proprement parler a été divisé en trois étapes. Dans un premier temps, les événements délivrés entre deux bouffées de faisceau consécutives, par les différents détecteurs en fonctionnement, sont mémorisés par les châssis VME. Ils sont par la suite regroupés, de manière ordonnée, par la station UNIX principale dans un fichier intermédiaire au format FZ ZEBRA [28]; ce fichier de transition est écrit sur le disque dur local relié à la station UNIX principale par un bus SCSI, il est mis à jour à chaque nouvelle injection de protons dans le bloc de plomb. Le fichier complet, de tous les événements collectés par les châssis VME

au cours de la série de mesures courante, est finalement enregistré sur une bande DLT par un serveur dédié du centre de calcul du CERN ; un programme spécifique [29] a été développé pour permettre aux différentes composantes de la collaboration TARC d'accéder facilement aux enregistrements stockés sur ces bandes.

Le suivi de l'acquisition des données a porté sur chacune des trois étapes majeures de l'enregistrement. L'analyse en ligne des événements courants collectés par les châssis VME était assurée par un serveur dédié ; le délai d'attente occasionné était de l'ordre de quelques millisecondes. Dans le cas du détecteur ^3He à ionisation, le suivi de l'acquisition a porté sur le fichier de transition stocké sur le disque local de la station UNIX principale du fait de la quantité très importante des données prélevées ; le délai d'attente variait de quelques secondes à une minute. Enfin, les différentes séries de mesures étaient accessibles, à tout moment, à partir des sauvegardes effectuées sur les bandes DLT. Indépendamment de l'enregistrement des données brutes, différents fichiers à accès direct étaient produits au format HBOOK [30] par le programme de suivi en ligne de l'expérience TARC. Ces fichiers regroupaient pour chaque détecteur un ensemble d'informations, sous la forme d'histogrammes, qui rendaient compte de la forme, de la quantité et de la qualité des données enregistrées. Pour en faciliter la consultation, une interface intuitive utilisant l'outil informatique PAW [31] a été développée par la collaboration.

De manière générale, le concept modulaire du système CASCADE a permis une intégration souple et sûre de l'ensemble des détecteurs, mis au point par les différents instituts de la collaboration, dès l'instant de leur disponibilité ; c'est ainsi qu'il a été possible de tester et de valider les chaînes d'acquisition de certains détecteurs en parallèle de l'enregistrement de données valides. D'autre part, l'architecture du système CASCADE, à base de châssis VME et de stations UNIX, favorise l'autonomie du système d'acquisition dans son ensemble ; le déplacement du système d'acquisition de données de l'expérience TARC auprès du Van De Graaff de Bordeaux (France), pour y effectuer la calibration du détecteur ^3He à ionisation, en a été grandement facilité.

2.5 Groupe de Grenoble

Le groupe de Grenoble² a pris en charge le développement des détecteurs Si et CeF_3 utilisés au cours de l'expérience TARC. Dans cet objectif, un bloc de plomb de taille plus modeste

2. L'Institut des Sciences Nucléaires (ISN) de Grenoble était représenté par : E. BELLE, A. GIORNI, J.M. LOISEAUX, O. MÉPLAN, H. NIFENECKER, F. SCHUSSLER et J.B. VIANO ; D. HEUER a rejoint ce groupe au moment de la mise en forme et de l'analyse des données.

($\simeq 45 t$) que celui installé au CERN ($\simeq 333 t$) a été mis en place auprès du cyclotron SARA³ de l'ISN de Grenoble ; la géométrie de ce bloc de plomb est documentée dans la référence [32]. Ce dispositif expérimental a servi à mettre au point les différentes versions des détecteurs, avant, puis tout au long de la campagne de mesure de l'expérience TARC. Les tests préparatoires ont permis, par ailleurs, à l'ensemble du groupe de Grenoble de se familiariser expérimentalement avec le concept de ralentissement des neutrons dans le plomb (cf. chapitre 1) et ainsi de mieux appréhender l'expérience TARC dans sa globalité.

Les propriétés de transport des neutrons dans le plomb conduisent tout naturellement à considérer les dimensions temps et énergie. Les flashes ADC sont des modules électroniques à mémoire qui permettent de coder des impulsions électriques sur une période de temps donnée ; cette période est fixée par la fréquence d'échantillonnage et par la capacité de stockage du flash ADC. Un flash ADC 8 bits (modèle V534 de CAEN) et deux flashes ADC 10 bits (modèle V676 de CAEN) ont été employés à cet effet par le groupe de Grenoble ; ils étaient placés dans le châssis VME dédié du système d'acquisition général (cf. figure 2.10).

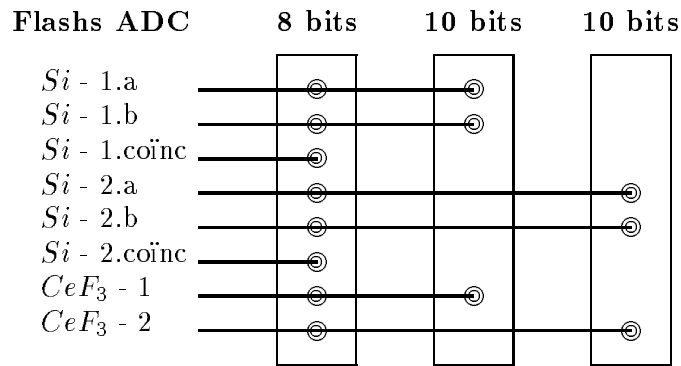


FIG. 2.11 – Voies d'entrée des flashes ADC 8 et 10 bits pour l'enregistrement des données des détecteurs Si et CeF₃ ; une coïncidence électronique (coïnc) entre les deux jonctions silicium (a,b) de chaque détecteur Si était réalisée en ligne.

Le flash ADC 8 bits possède en entrée 8 voies de 8182 canaux de temps ; les informations sont codées sur 256 canaux en amplitude. La fréquence d'échantillonnage maximale supportée par ce module est de 20 MHz. Chaque flash ADC 10 bits possède en entrée 3 voies de 4096 canaux ; les informations sont codées sur 1024 canaux en amplitude. La fréquence d'échantillonnage maximale supportée par ces modules est de 50 MHz. Toutes les voies des flashes ADC 8 et 10 bits ont été employées pour obtenir les informations nécessaires au contrôle des détecteurs Si et CeF₃ (cf. figure 2.11).

Le contrôle efficace de l'acquisition de données des détecteurs Si et CeF_3 porte une part importante dans la qualité des résultats obtenus (cf. parties II et III) ; les résultats principaux sont également référencés dans [33] et [34]. Cette efficacité a été rendue possible par l'utilisation combinée des trois flashes ADC et du programme de suivi en ligne très complet développé spécialement pour l'expérience TARC.

Chapitre 3

Modélisation et simulations

3.1 Modélisation du dispositif expérimental

La modélisation [13] du dispositif expérimental de TARC tient compte non seulement de la géométrie et de la composition exactes du bloc de plomb (cf. section 2.1) mais également de l'aire expérimentale dans son ensemble (cf. figure 2.2). D'autre part, pour réduire le temps de calcul nécessaire à la simulation de l'expérience TARC, le transport des neutrons dans le bloc de plomb a été divisé en plusieurs étapes. Pour cela, des *volumes virtuels* de 15 *cm* de côté ont été définis tout au long des 12 trous de mesure du bloc de plomb ; le centre géométrique de chacun de ces volumes virtuels est placé sur l'axe du trou de mesure correspondant.

Les neutrons de spallation sont créés puis suivis par le code FLUKA [35] jusqu'à une énergie seuil de 20 *MeV*. Le transport des neutrons d'énergie inférieure à 20 *MeV* est assuré par le code Monte Carlo écrit et développé par le groupe du CERN [13] ; ce code utilise les sections efficaces contenues dans la base de données JAR¹ [36]. Le spectre en énergie, à 50 *cm* du centre du bloc de plomb, des neutrons générés par le code FLUKA est montré sur la figure 3.1.

Durant le transport des neutrons dans le bloc de plomb, différentes informations sont enregistrées. Il s'agit principalement de la position (x, y, z) , du temps t et de la vitesse (V_x, V_y, V_z) des neutrons lorsqu'ils sortent ou entrent dans le bloc de plomb et lorsqu'ils traversent les surfaces des différents volumes virtuels placés autour des trous de mesure. Cette base de données représente en quelque sorte une source secondaire de neutrons pour chaque volume virtuel et pour l'ensemble du bloc de plomb. Diverses analyses peuvent ainsi être réalisées avec un même ensemble de données.

1. Cette sélection regroupe toutes les données les plus récentes et ayant le plus de points pour chaque matériau. Les bases de données originelles sont : ENDF/B.VI, JEF 2.2, JENDL 3.2 et BROND 2.2.

Dans le cadre des simulations concernant les détecteurs mis en oeuvre au cours de l'expérience TARC, les neutrons sont suivis à leur entrée dans les volumes virtuels considérés et *oubliés* à leur sortie. Cette approximation est bien évidemment correcte à la condition que la perturbation du flux des neutrons par les détecteurs soit négligeable ; cette perturbation est mesurée simplement en comparant les flux perturbés et non perturbés des neutrons qui sortent des volumes virtuels considérés.

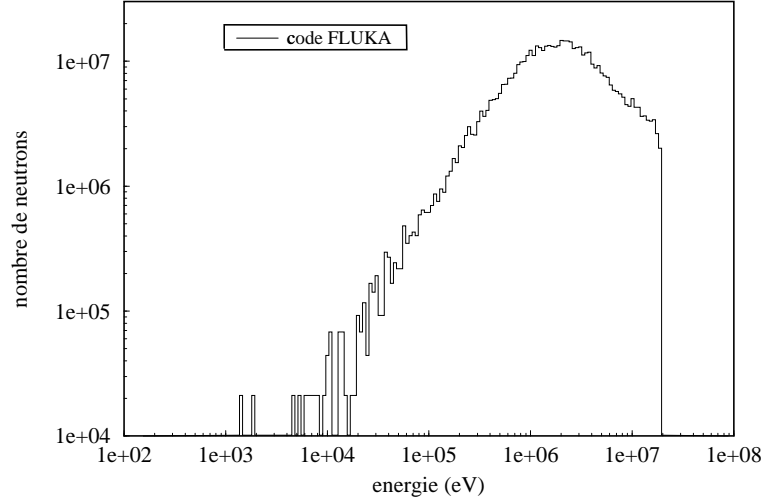


FIG. 3.1 – *Spectre en énergie des neutrons générés à 50 cm du centre du bloc de plomb par le code FLUKA.*

La division en plusieurs étapes du transport des neutrons dans le bloc de plomb permet une diminution conséquente du temps de calcul car, pour chaque détecteur, les neutrons ne sont suivis que dans le volume virtuel associé. L'augmentation de la statistique est obtenue simplement en multipliant les simulations dans les volumes virtuels concernés. Leur dimension assure, à chaque nouvelle simulation, une histoire différente pour chaque neutron ; en effet, le libre parcours moyen de diffusion élastique d'un neutron, dont l'énergie cinétique est inférieure au keV, est de $2,76\text{ cm}$ dans le plomb (cf. section 1.3).

3.2 Caractérisation du bloc de plomb

La figure 3.2 présente la distribution des neutrons, dans le trou de mesure n° 10 à la position $z = 7,5\text{ cm}$, obtenue avec le code Monte Carlo développé par le groupe du CERN [13] ; l'énergie cinétique E et le temps de ralentissement t de chaque neutron sont portés, respective-

ment, en ordonnée et en abscisse. La dispersion de la distribution pour les temps longs associés aux énergies inférieures à $0,1 \text{ eV}$ rend compte de l'agitation thermique des atomes de plomb. En ce qui concerne les temps courts associés aux énergies supérieures au keV , ce sont les résonances de la section efficace de diffusion élastique et la section efficace de diffusion inélastique des neutrons sur le plomb (cf. figure 1.1) qui, en modifiant le libre parcours moyen des neutrons dans le plomb et en réduisant brusquement leur énergie cinétique, sont responsables de l'élargissement observé.

La distribution représentée sur la figure 3.2 vérifie la relation moyenne $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$ liant l'énergie cinétique E des neutrons à leur temps de ralentissement t dans le plomb (cf. section 1.5). Cette distribution peut être présentée sous un angle différent en portant l'énergie cinétique E des neutrons en ordonnée et la variable $\sqrt{K(E,t)}$ en abscisse (cf. figure 3.3) ; $K(E,t)$ est déterminé pour chaque couple (E,t) de la simulation par :

$$K(E,t) = E \cdot (t + t_0)^2 \quad (3.1)$$

Dans cette nouvelle représentation, le paramètre caractéristique t_0 du bloc de plomb est imposé de manière à ce que la valeur moyenne \sqrt{K} de la variable $\sqrt{K(E,t)}$ reste constante quelle que soit la coupe en énergie effectuée. Il vient :

$$t_0 = 0,37 \pm 0,10 \mu s \quad (3.2)$$

La figure 3.4 montre les ajustements, pour différentes coupes en énergie, de la distribution des neutrons présentée en fonction de la variable $\sqrt{K(E,t)}$. Les fonctions gaussiennes employées pour réaliser les ajustements, sur l'ensemble de la gamme d'énergie, assurent la détermination de la distribution $\xi(E)$ associée à la dispersion de la variable $\sqrt{K(E,t)}$ autour de la valeur moyenne \sqrt{K} . L'ajustement par une droite de la distribution des centroïdes de ces gaussiennes (cf. figure 3.5) permet de déterminer la valeur moyenne du paramètre caractéristique K du bloc de plomb :

$$K = 173 \pm 3 \text{ keV} \cdot \mu s^2 \quad (3.3)$$

La détermination des paramètres caractéristiques K et t_0 du bloc de plomb est très importante du fait de la relation moyenne $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$ qui existe entre l'énergie cinétique E des neutrons et leur temps de ralentissement t dans le plomb. Il est cependant tout aussi important de définir la dispersion autour de cette relation moyenne de manière à rendre compte le

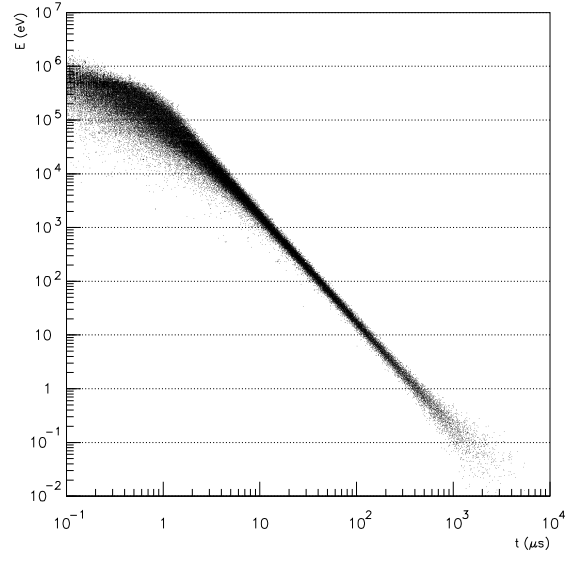


FIG. 3.2 – *Distribution des neutrons, dans le trou de mesure n° 10 à la position $z = 7,5 \text{ cm}$, en fonction de leur énergie cinétique et de leur temps de ralentissement dans le bloc de plomb.*

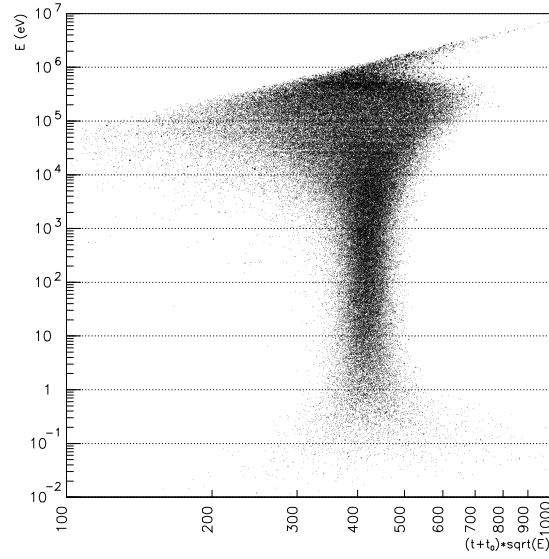


FIG. 3.3 – *Distribution des neutrons, dans le trou de mesure n° 10 à la position $z = 7,5 \text{ cm}$, en fonction de leur énergie cinétique et de la variable $\sqrt{K(E,t)}$ exprimée en $\sqrt{\text{eV}} \cdot \mu\text{s}$.*

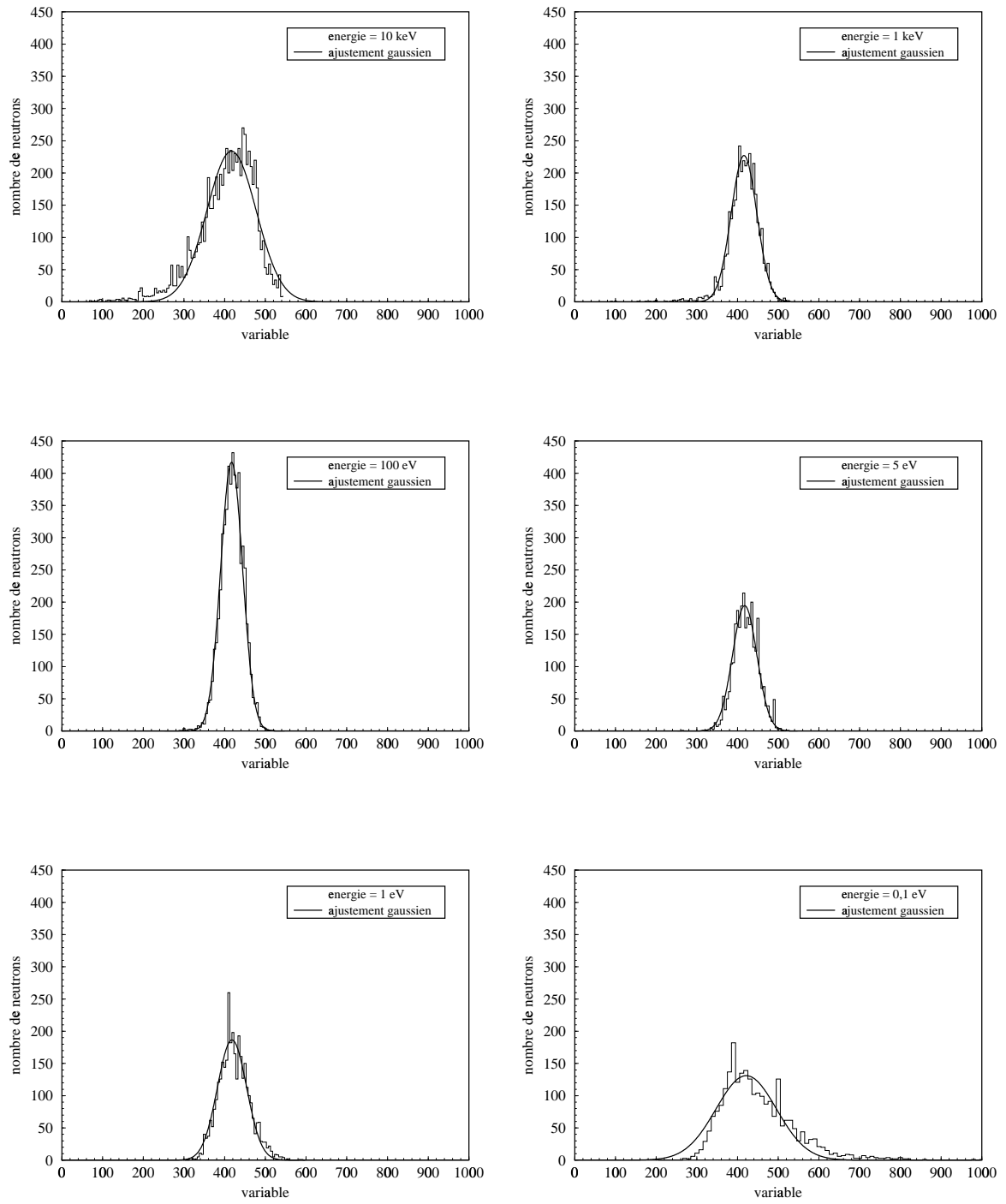


FIG. 3.4 – Ajustements gaussiens à différentes énergies de la distribution des neutrons présentée en fonction de la variable $\sqrt{K(E,t)}$ exprimée en $\sqrt{\text{eV}}.\mu\text{s}$.

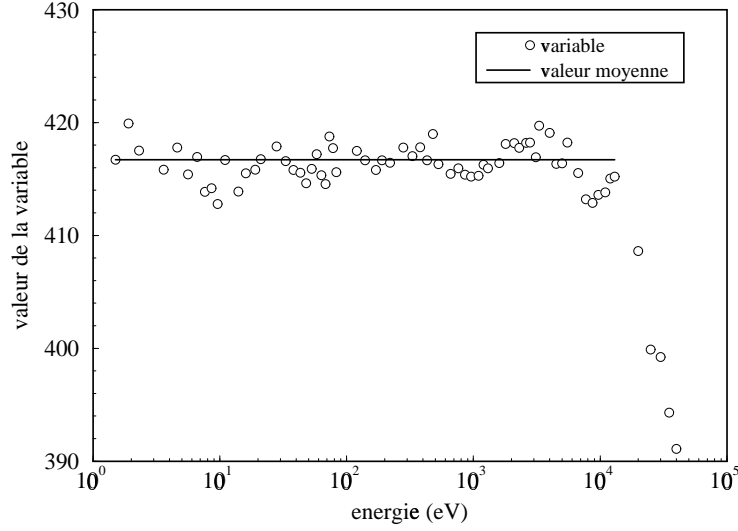


FIG. 3.5 – Détermination de la valeur moyenne \sqrt{K} exprimée en $\sqrt{eV}.\mu s$.

plus fidèlement possible de la réalité. Au temps t donné, la dispersion en énergie σ_E autour de l'énergie cinétique moyenne E_t des neutrons, déterminée par $E_t = \frac{K}{(t+t_0)^2}$, est fonction de la dispersion $\xi(E)$ qui porte sur la détermination de la valeur moyenne \sqrt{K} :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2}{\sqrt{K}} \cdot \xi(E) \quad (3.4)$$

La connaissance de la fonction de dispersion $\xi(E)$ rend par ailleurs possible, pour une énergie E donnée, la détermination de la dispersion en temps σ_t autour du temps de ralentissement moyen t_E des neutrons, déterminé par $t_E = \sqrt{\frac{K}{E}} - t_0$, de par la corrélation très forte qui existe entre les dispersions en temps σ_t et en énergie σ_E . En effet :

$$\sigma_E = \frac{2K}{(t+t_0)^3} \cdot \sigma_t \quad \text{et} \quad \sigma_t = \frac{\sqrt{K}}{2E^{3/2}} \cdot \sigma_E \quad (3.5)$$

Afin de proposer une paramétrisation satisfaisante de la dispersion $\xi(E)$, l'espace des énergies est divisé en trois régions principales. Le résultat de ce travail est indiqué ci-dessous :

$$\xi(E) = \begin{cases} 4,67 \cdot \left(\ln \frac{E}{895,78} \right)^2 + 30,54 & \text{si } 1,6 \text{ keV} \leq E \\ 0,54 \cdot \left(\ln \frac{E}{58,34} \right)^2 + 26,14 & \text{si } 4,2 \text{ eV} \leq E < 1,6 \text{ keV} \\ 25,23 \cdot \sqrt{1 + \frac{1,70}{E}} & \text{si } E < 4,2 \text{ eV} \end{cases} \quad (3.6)$$

Pour les énergies inférieures à 4,2 eV, compte tenu des relations 3.4 et 3.6, la dispersion relative $\frac{\sigma_E}{E}$ en énergie est similaire à celle publiée par A.A. BERGMAN et al. [5] (cf. relation 1.22). Elle prend la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,1211 \sqrt{1 + \frac{1,70}{E}} \quad (3.7)$$

3.3 Détermination de la fonction de corrélation énergie-temps

La distribution en énergie et en temps des neutrons, illustrée par la figure 3.2, peut être paramétrisée de manière à définir une fonction de corrélation à même de décrire la dispersion autour de la relation moyenne $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$ liant l'énergie cinétique E des neutrons à leur temps de ralentissement t dans le plomb.

Pour une énergie E donnée, la distribution en temps des neutrons suit une loi approximativement gaussienne, de dispersion σ_t déterminée dans la section 3.2, centrée sur le temps de ralentissement moyen $t_E = \sqrt{\frac{K}{E}} - t_0$. La fonction de corrélation $C(t | E)$ associée est par conséquent définie par :

$$C(t | E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_t} \cdot \exp \left(-\frac{(t - t_E)^2}{2 \sigma_t^2} \right) \quad (3.8)$$

En fait, il existe deux fonctions de corrélation énergie-temps : $C(t | E)$ et $C(E | t)$; la première, décrite par la relation 3.8, est celle qui est utilisée dans les parties II et III. La fonction $C(E | t)$ rend compte, pour un temps de ralentissement t donné, de la distribution en énergie des neutrons. Elle prend la forme :

$$C(E | t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_E} \cdot \exp \left(-\frac{(E - E_t)^2}{2 \sigma_E^2} \right) \quad (3.9)$$

Après un temps de ralentissement t dans le bloc de plomb, l'énergie cinétique du neutron suit une loi de probabilité définie par $C(E | t)$. De manière analogue, le temps de ralentissement d'un neutron d'énergie cinétique E suit une loi de probabilité décrite par $C(t | E)$. C'est pourquoi, la normalisation des fonctions de corrélation $C(t | E)$ et $C(E | t)$ est immédiate :

$$\int_0^\infty C(t | E) dt = 1 \quad \text{et} \quad \int_0^\infty C(E | t) dE = 1 \quad (3.10)$$

3.4 Détermination du flux

Dans la littérature, le flux de neutrons (par cm^2) est défini par le nombre des neutrons qui traversent le disque virtuel pivotant, de surface 1 cm^2 et d'épaisseur nulle, centré sur le point de mesure; la normale à la surface de ce disque est toujours orientée parallèlement à la trajectoire des neutrons. Le flux de neutrons ainsi défini peut être calculé simplement en comptant le nombre de neutrons qui traversent la sphère virtuelle de rayon $1/\sqrt{\pi}$ centrée sur le point de mesure considéré. Dans la pratique, le rayon de la sphère virtuelle est en rapport direct avec les dimensions du milieu; une simple règle de trois permet de passer au nombre de neutrons par cm^2 .

La fiabilité des résultats obtenus à partir des codes Monte Carlo est fortement dépendante des deux paramètres que sont: la qualité des modèles physiques utilisés et la statistique des événements simulés. Une méthode équivalente à la méthode de la surface tournante est habituellement mise en oeuvre dans les codes Monte Carlo pour déterminer le flux de neutrons dans une cellule donnée: le flux de neutrons est obtenu en faisant le rapport du parcours cumulé de tous les neutrons dans la cellule et du volume de la cellule. Le rapport de statistique entre ces deux méthodes est dans le rapport des volumes associés d'une part à la cellule et d'autre part à la sphère inscrite dans la cellule.

Les résultats des simulations présentées dans les parties II et III sont obtenus avec la méthode du parcours. Dans tous les cas de figure, ces résultats ont été validés par la méthode de la surface tournante.

Deuxième partie

Détermination expérimentale du flux de neutrons

Chapitre 1

Enregistrement des données

1.1 Introduction

Afin d'effectuer la cartographie complète du flux de neutrons dans le bloc de plomb, le groupe de Grenoble a imaginé un ensemble de détection ambitieux devant permettre une identification de l'énergie des neutrons dans une gamme comprise entre 0,1 *eV* et quelques *MeV* : les énergies inférieures à 100 keV sont déterminées par une mesure indirecte (cf. section 1.4) basée sur les propriétés de transport des neutrons dans un spectromètre à temps de ralentissement au plomb (cf. partie I chapitre 1), le reste de la gamme est couvert par une mesure directe de l'énergie s'appuyant sur la réaction de capture ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ (cf. section 1.2) ;

1.2 Mesure directe de l'énergie des neutrons

Lors de la capture d'un neutron par un noyau de ${}^6\text{Li}$, deux particules chargées sont émises emportant une quantité d'énergie égale à 4,78 *MeV* (Q) plus l'énergie cinétique du neutron incident :

$$n + {}^6\text{Li} \longrightarrow \alpha + t + Q \quad (1.1)$$

Après la capture d'un neutron thermique, les énergies des particules α et triton sont respectivement de 2,05 *MeV* et de 2,73 *MeV*. Ces deux particules sont émises à 180 ° dans le référentiel du centre de masse. L'énergie des neutrons diffusant dans le bloc de plomb est la plupart du temps très inférieure au *MeV*, c'est pourquoi ces deux particules sont émises avec un angle proche de 180 ° dans le référentiel du système de mesure. Nous avons utilisé de manière classique deux semi-conducteurs silicium pour mesurer l'énergie cinétique de chacune de ces deux particules chargées ; la description détaillée d'un détecteur utilisant une cible de fluorure de lithium LiF est donnée par la figure 1.1. La détection en coïncidence d'un α et d'un triton dans chacune des

jonctions silicium du détecteur permet de déterminer l'énergie E_n du neutron incident par le bilan : $E_n = E_\alpha + E_t - Q$ (cf. section 3.1).

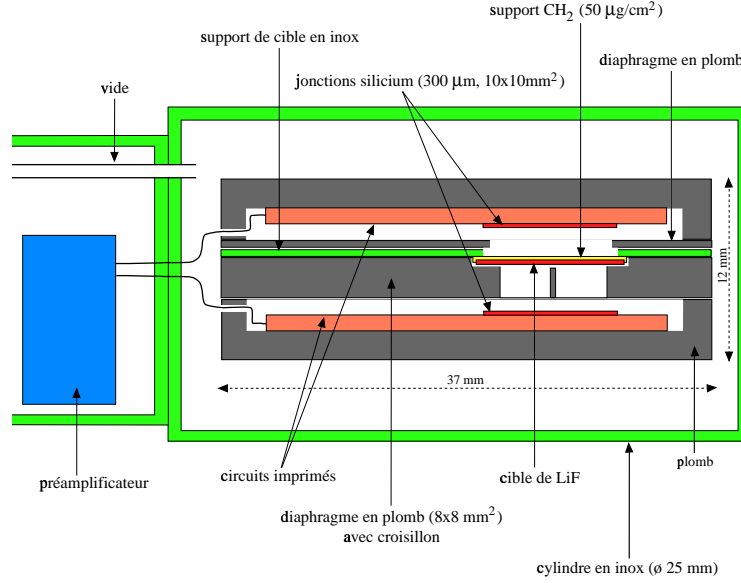


FIG. 1.1 – Description du détecteur silicium utilisant une cible de LiF .

Le détecteur se compose principalement d'une cible de LiF (déposée sur un fin support de $20 \mu g/cm^2$ de polyéthylène), de deux jonctions silicium et de deux diaphragmes en plomb utilisés pour sélectionner les angles d'incidence des deux particules chargées émises lors de la capture d'un neutron par un noyau de 6Li . Par convention, la jonction silicium placée du côté du diaphragme en plomb le plus mince est appelée *jonction du haut*, la jonction placée du côté du diaphragme le plus épais est appelée *jonction du bas*. La dissymétrie occasionnée par la différence d'épaisseur des diaphragmes est destinée à favoriser la sélection en coïncidence des particules α et des tritons émis en direction des jonctions silicium : le rôle du diaphragme mince est d'obtenir de forts taux de comptage dans la *jonction du haut*, le diaphragme épais sert à rejeter les particules émises avec un angle faible par rapport à la surface de la cible de LiF ; un rapport 5 existe entre les deux angles solides. Lorsque les particules α et les tritons sont émis avec une incidence rasante, leur parcours et leur perte d'énergie dans la cible de LiF sont plus importants, ce qui élargit leur distribution en énergie.

1.3 Électronique associée

La chaîne électronique d'une jonction silicium, composée d'un préamplificateur, d'un amplificateur et d'un flash ADC à mémoire (modèle V534 de CAEN), est schématisée sur la figure 1.2.

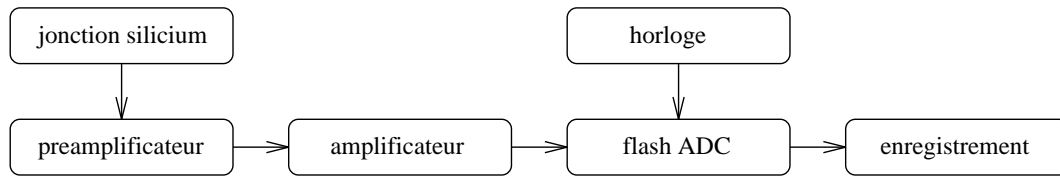


FIG. 1.2 – Schéma de principe de la chaîne électronique d'une jonction silicium.

Le signal délivré par chaque jonction silicium du détecteur est codé sur 256 canaux en amplitude par un flash ADC à mémoire. Ce dernier possède une mémoire de 8 *ko*, ce qui représente la possibilité de mémoriser 8192 signaux consécutivement ; l'échantillonnage en temps des impulsions reçues par le flash ADC est commandé par une horloge externe délivrant, à la demande, une fréquence de 10 *MHz*, 5 *MHz* ou 2,5 *MHz*.

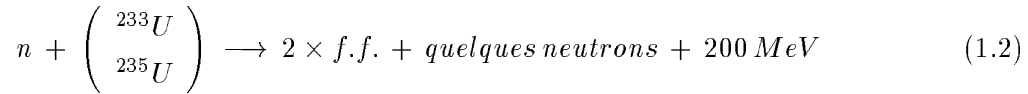
L'utilisation du flash *ADC* est l'élément crucial de l'ensemble de détection car il permet non seulement de coder l'énergie des particules α et des tritons déposée dans les jonctions silicium du détecteur mais également de déterminer les temps associés aux captures de neutrons dans la cible de *LiF*. La détermination expérimentale du flux de neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb, en fonction de l'énergie, peut être réalisée soit de manière directe (cf. section 1.2), soit de manière indirecte (cf. section 1.4), à partir du même jeu de données.

1.4 Mesure indirecte de l'énergie des neutrons

Les difficultés rencontrées lors de la détermination directe des énergies de neutrons supérieures à 100 *keV* par la méthode des coïncidences (cf. section 3.1) nous ont conduits à renoncer à ce type de mesure et à ne retenir que la mesure indirecte de l'énergie des neutrons s'appuyant sur les propriétés de transport des neutrons dans le plomb.

Quelques modifications ont été apportées au modèle initialement développé (cf. figure 1.1) en ajoutant notamment une cible d'uranium entre les deux jonctions silicium (cf. figure 1.3) afin d'assurer une auto-calibration du détecteur *Si*. En effet, les différents isotopes naturels ^{234}U , ^{235}U et ^{238}U ainsi que l'isotope artificiel ^{233}U de l'uranium sont tous émetteurs α : l'efficacité du détecteur *Si* est directement obtenue par le rapport du nombre d'alphas de désintégration

spontanée détectés sur le nombre d'alphas de désintégration spontanée émis (cf. section 4.2). L'énergie de ces particules α est de l'ordre de $4,8 \text{ MeV}$. Aux énergies de neutrons considérées, seuls les isotopes ^{235}U et ^{233}U de l'uranium sont fissiles, la réaction est la suivante :



Lors de la réaction, les fragments de fission $f.f.$ et les quelques neutrons résultants emportent environ 170 MeV ; le reste est partagé par des photons, des électrons et des antineutrinos. Les fragments de fission ainsi que les α de désintégration spontanée de l'uranium sont détectés par les jonctions silicium (cf. figure 1.5).

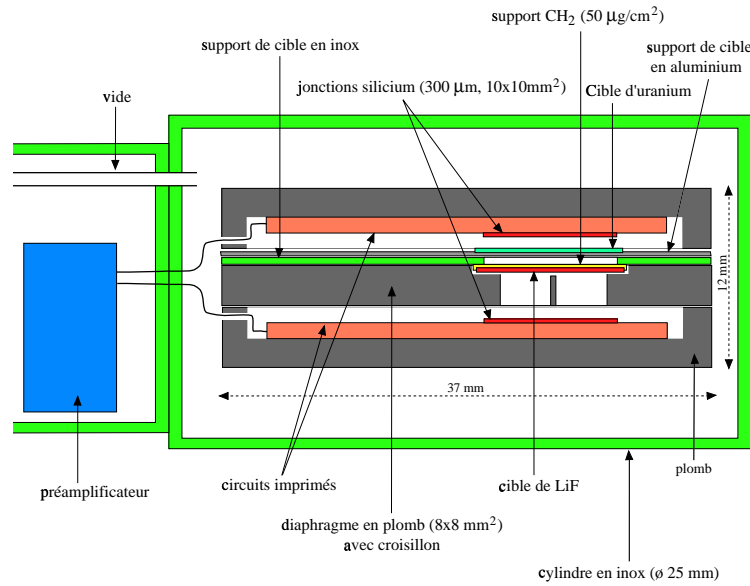


FIG. 1.3 – Description du détecteur silicium utilisant une cible de LiF et une cible de ^{233}U .

Le diaphragme en plomb le plus mince, placé du côté de la jonction silicium du haut (cf. figure 1.2), est retiré pour être remplacé par une cible d'uranium déposée sur un support en aluminium ; les différentes cibles utilisées sont détaillées dans le tableau 1.1. Le support en aluminium placé entre la cible d'uranium et la cible de LiF a une épaisseur choisie de façon à empêcher les fragments de fission et les α de désintégration spontanée de l'uranium (cf réaction 1.2) d'atteindre la jonction du bas ainsi que les particules α et les tritons émis par la cible de LiF (cf. réaction 1.1) d'atteindre la jonction silicium du haut. Le diaphragme en plomb le plus épais, placé du côté de la jonction silicium du bas (cf. figure 1.2), est conservé.

Les premières prises de données ont été effectuées avec les détecteurs Si originaux (cf. figure 1.1), la modification de l'ensemble de détection (cf. figure 1.3) n'est effective que pour la

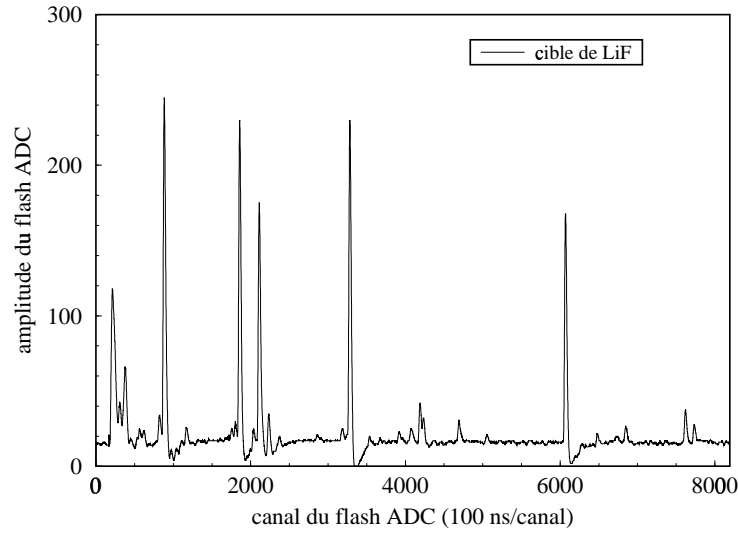


FIG. 1.4 – Enregistrement effectué avec une cible de LiF . les trois pics dont les amplitudes sont supérieures à 200 représentent des tritons, les deux pics dont les amplitudes sont comprises entre 150 et 200 représentent des particules α .

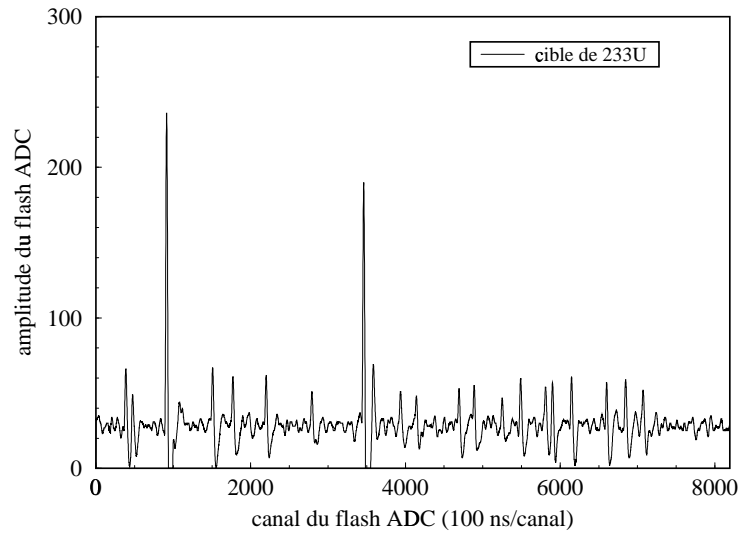


FIG. 1.5 – Enregistrement effectué avec une cible de ^{233}U . Les pics dont les amplitudes sont supérieures à 100 représentent des fragments de fission, les pics dont les amplitudes sont comprises entre 40 et 80 représentent des α de désintégration spontanée de l'uranium.

seconde partie de l'expérience TARC ; deux détecteurs *Si* ont été utilisés conjointement durant les différentes mesures. Chaque détecteur *Si* est monté au bout d'une canne de trois mètres de long. Une pompe à vide, placée à côté du dispositif expérimental, est utilisée pour assurer un vide primaire entre les jonctions silicium et la ou les cibles de chaque détecteur *Si*. Les figures 1.4 et 1.5 reflètent le type de données codées par le flash ADC au cours d'un enregistrement réalisé avec un ensemble de détection modifié ; le codage en amplitude sur 256 canaux de l'énergie des particules α et des tritons émis par la cible de *LiF* ainsi que celle des fragments de fission et des α de désintégration spontanée émis par la cible d'uranium rend leur identification aisée.

1.5 Caractéristiques des cibles

Différentes cibles ont été utilisées avec les deux ensembles de détection (cf. sections 1.2 et 1.4) pour réaliser la cartographie complète du flux de neutrons dans le bloc de plomb. Les caractéristiques de ces cibles sont regroupées dans le tableau 1.1 ; il est également indiqué la quantité de mouvement p des protons injectés dans le bloc de plomb ainsi que le pas en temps du flash ADC utilisé avec chaque type de cible.

| Cible | Faisceau (GeV/c) | Épaisseur ($\mu g/cm^2$) | Échantillonnage ($ns/canal$) |
|-------------------------|----------------------|----------------------------|--------------------------------|
| <i>LiF</i> | 3, 5 | 20 | 100, 200 et 400 |
| | | 50 | 200 |
| | | 100 | 100 et 200 |
| | | 150 | 100 et 200 |
| <i>nat. U</i> | 3, 5 | 1000 | 200 |
| ²³³ <i>U</i> | 3, 5 | 200 | 100 et 200 |
| | | 1000 | 200 |
| <i>LiF</i> | 2, 5 | 100 | 100 et 400 |
| ²³³ <i>U</i> | 2, 5 | 200 | 100 et 400 |

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des cibles utilisées avec les détecteurs Si.*

Les prises de données réalisées avec les détecteurs *Si* afin d'effectuer la cartographie totale du flux de neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb sont réparties sur un an : d'avril 1996 à mai 1997. L'épaisseur des différentes cibles de *LiF* est comprise entre $20 \mu g/cm^2$ pour les plus fines et $200 \mu g/cm^2$ pour les plus épaisses (cf. tableau 1.1). L'échec de la mesure directe de l'énergie des neutrons par la méthode des coïncidences (cf. section 3.1) nous a conduits à repenser, très tôt, l'ensemble de détection (cf. section 1.4) : les cibles d'uranium utilisées avec

les premières versions du détecteur *Si* modifié étaient très épaisses ($1000 \mu g/cm^2$) mais elles étaient également les seules cibles de cette nature disponibles au moment de la modification. Les mesures réalisées avec ces épaisseurs de cibles sont difficilement exploitables quantitativement, cependant, elles nous ont permis de tester le bon fonctionnement du détecteur.

1.6 Parcours et pertes d'énergie

Le tableau 1.2 indique le parcours dans le silicium des particules α et des tritons émis dans le cas de la capture d'un neutron thermique et dans le cas de la capture d'un neutron de 500 keV par un noyau de ${}^6\text{Li}$. Le tableau 1.3 indique le parcours dans le silicium de deux fragments de fission typiques émis à la suite de la fission d'un noyau d'uranium ainsi que le parcours d'un α de désintégration spontanée de l'uranium. Les jonctions silicium utilisées dans le dispositif expérimental ont une épaisseur de $300 \mu m$ et une surface de $10 \times 10 \text{ mm}^2$; la zone morte est de $0,2 \mu m$. Les parcours des différentes particules chargées sont nettement inférieurs à l'épaisseur des jonctions silicium ce qui indique que la totalité de l'énergie de ces particules est déposée dans les jonctions silicium.

Le tableau 1.4 donne une estimation du parcours des fragments de fission et des α de désintégration spontanée dans l'uranium; la densité de l'uranium est de $19,04 \text{ g/cm}^3$, ce qui conduit à estimer à $0,5$ et $0,1 \mu m$ les épaisseurs respectives associées à des cibles ayant des densités surfaciques de 1000 et $200 \mu g/cm^2$. Ces particules ont suffisamment d'énergie pour sortir des différentes cibles d'uranium utilisées avec les détecteurs *Si* (cf. tableau 1.1). L'estimation du parcours des différentes particules considérées, dans le silicium et l'uranium, est réalisée avec le logiciel TRIM¹.

Le tableau 1.5 indique la quantité d'énergie perdue par les différentes particules dans 1000 et $200 \mu g/cm^2$ d'uranium; ces estimations sont réalisées à partir des informations contenues dans la littérature [38] concernant les pouvoirs d'arrêt des matériaux. L'analyse des informations contenues dans le tableau 1.5 indique que la perte d'énergie des particules α de désintégration spontanée de l'uranium est peu importante, quelle que soit la cible d'uranium utilisée. A l'opposé, la perte d'énergie des fragments de fission est fortement dépendante de l'épaisseur de la cible, aux énergies considérées. Il apparaît que les données enregistrées avec les cibles d'uranium les plus épaisses sont difficilement exploitables quantitativement du fait de la plus grande difficulté à séparer les particules α des produits de fission.

1. Les tables de pouvoir d'arrêt des ions dans la matière utilisées par le logiciel TRIM (TRansport of Ions in Matter) sont tirées de [37].

| Particule | Énergie (MeV) | Matériau | Parcours (μm) |
|-----------|---------------|-----------------|----------------------|
| α | 2,1 | <i>silicium</i> | 8 |
| α | 2,3 | <i>silicium</i> | 9,7 |
| t | 2,7 | <i>silicium</i> | 40 |
| t | 3 | <i>silicium</i> | 53 |

TAB. 1.2 – *Parcours des particules α et des tritons dans le silicium.*

| Particule | Énergie (MeV) | Matériau | Parcours (μm) |
|-------------|---------------|-----------------|----------------------|
| α | 4,8 | <i>silicium</i> | 22,5 |
| ${}_{54}Xe$ | 70 | <i>silicium</i> | 8,5 |
| ${}_{38}Sr$ | 80 | <i>silicium</i> | 14,5 |

TAB. 1.3 – *Parcours d'une particule α et de deux fragments de fission type dans le silicium.*

| Particule | Énergie (MeV) | Matériau | Parcours (μm) |
|-------------|---------------|----------------|----------------------|
| α | 4,8 | <i>uranium</i> | 8 |
| ${}_{54}Xe$ | 72 | <i>uranium</i> | 3,5 |
| ${}_{38}Sr$ | 100 | <i>uranium</i> | 6,5 |

TAB. 1.4 – *Parcours d'une particule α et de deux fragments de fission type dans l'uranium.*

| Épaisseur ($\mu g/cm^2$) | Particule | Énergie initiale (MeV) | Perte d'énergie (MeV) |
|-------------------------------|-------------|---------------------------|--------------------------|
| 1000 | α | 4,8 | 0,2 |
| | ${}_{54}Xe$ | 72 | 12 |
| | ${}_{38}Sr$ | 100 | 13 |
| 200 | α | 4,8 | 0,04 |
| | ${}_{54}Xe$ | 72 | 2,4 |
| | ${}_{38}Sr$ | 100 | 2,6 |

TAB. 1.5 – *Perte d'énergie dans l'uranium.*

1.7 Organisation des mesures

Nous appelons *enregistrement* l'ensemble des données codées par le flash ADC qui proviennent de la jonction silicium considérée, après l'injection d'une bouffée de faisceau de protons dans le bloc de plomb. Le flash ADC dispose de 8192 canaux en temps, chaque canal représente le *pas en temps* du flash ADC, soit : 100, 200 ou 400 *ns* selon la fréquence de l'horloge choisie (cf. section 1.3).

Nous désignons par *expérience* l'ensemble des enregistrements consécutifs réalisés avec la même jonction silicium et au même emplacement dans le bloc de plomb ; une expérience comporte typiquement entre 500 et 2000 enregistrements.

Chapitre 2

Sélection des données

2.1 Intensité du faisceau de protons

La mesure de l'intensité du faisceau de protons est très importante car elle permet de normaliser entre elles toutes les mesures ayant trait à la même observable; plusieurs détecteurs ont été mis en place afin d'assurer une détermination optimale de ce paramètre [17, 18]. C'est pourquoi, une sélection forte appliquée aux données porte sur cette information : seuls les enregistrements pour lesquels l'intensité du faisceau est déterminée de manière identique par tous les détecteurs sont retenus. Ainsi, les enregistrements pour lesquels au moins un des détecteurs de faisceau n'est pas en mesure de remplir sa fonction, quelle qu'en soit la raison, sont rejetés.

2.2 Reconnaissance de pics

Les figures 2.1 et 2.2 donnent un aperçu du type de données délivrées par les détecteurs *Si* lors d'un enregistrement ; la jonction silicium du bas fait face à une cible de *LiF*, celle du haut fait face à une cible de ^{233}U (cf. section 1.4). Les particules α , les tritons et les fragments de fission issus des différentes réactions entre les neutrons et les cibles de *LiF* et de ^{233}U sont aisément identifiables de par leur énergie. Ces figures présentent également le résultat de l'algorithme de reconnaissance de pics [39] utilisé pour déterminer le temps et l'amplitude associés à chaque réaction conduisant à un dépôt d'énergie dans les jonctions silicium. Cet algorithme a été développé et validé lors de l'expérience FEAT [3] ; il est piloté par huit paramètres qui permettent de déterminer l'amplitude minimale des pics retenus ou encore le nombre de canaux participants à la détermination de la ligne de base du signal. La maîtrise de cet algorithme a nécessité une étude préalable de la forme, de la fréquence et de l'amplitude du signal de chaque type de particule ; les figures 2.1 et 2.2 ont été enregistrées lors du suivi en ligne d'une acquisition de données.

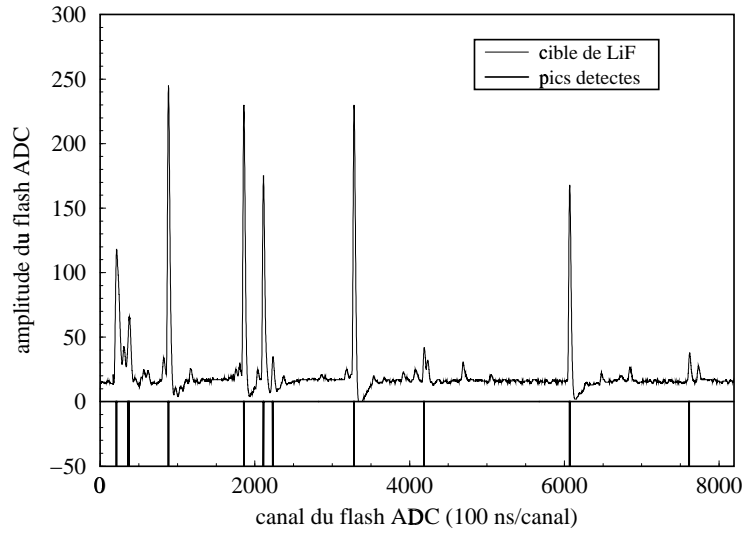


FIG. 2.1 – *Reconnaissance de pics pour un enregistrement effectué avec une cible de LiF.*

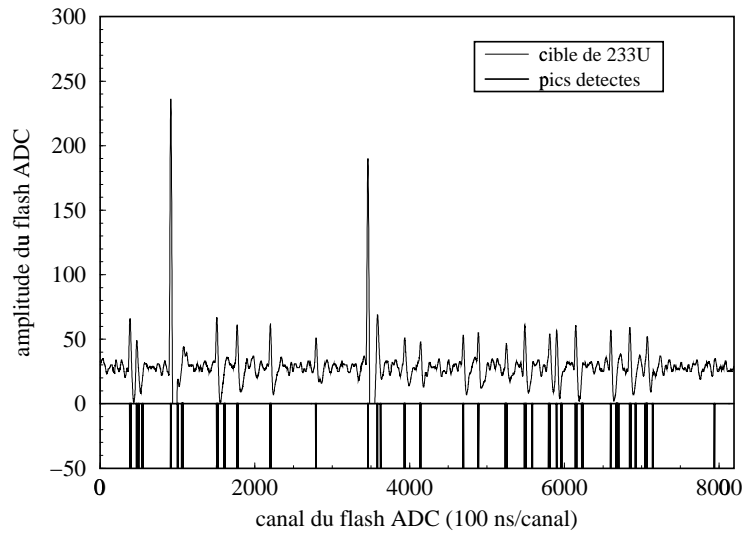


FIG. 2.2 – *Reconnaissance de pics pour un enregistrement effectué avec une cible de ^{233}U .*

L'algorithme de reconnaissance de pics est appliqué à tous les enregistrements valides répondant aux exigences fixées dans la section 2.1 en ce qui concerne la détermination du nombre de protons injectés dans le bloc de plomb. Pour chaque enregistrement retenu, les données disponibles sont par conséquent :

- le nombre de protons N_p injectés dans le bloc de plomb ;
- le nombre de pics N_{pics} détectés par l'algorithme de reconnaissance de pics ;
- l'amplitude absolue A de chaque pic par rapport à la ligne de base du signal ;
- le canal c lié au temps t de chaque pic.

2.3 Masques en amplitude

L'analyse attentive des figures 2.1 et 2.2 révèle que le choix de la valeur des différents paramètres de l'algorithme de reconnaissance de pics conduit à une surestimation du nombre de pics dans certaines circonstances. Cet algorithme est utilisé dans une première intention pour ne retenir que les données les plus pertinentes. Il est nécessaire d'effectuer une analyse plus minutieuse concernant les amplitudes des impulsions détectées : pour chaque jonction silicium et pour chaque expérience, un spectre en amplitude $n(A)$ est obtenu à partir des pics des enregistrements valides.

L'expérience étudiée est réalisée avec un détecteur *Si* possédant une cible de *LiF* et une cible de ^{233}U : la figure 2.3 représente le spectre en amplitude $n(A)$ obtenu pour la jonction du bas faisant face à la cible de *LiF*, la figure 2.4 représente le spectre en amplitude $n(A)$ obtenu pour la jonction du haut faisant face à la cible de ^{233}U . Les spectres en amplitude $n(A)$ se décomposent principalement en trois régions distinctes :

- La première région est composée d'impulsions de faible amplitude, elle représente une part importante du bruit associé à la mesure. Ces impulsions proviennent de réactions parasites, engendrées par des électrons et des protons, dans les jonctions silicium. En ce qui concerne les mesures effectuées avec les cibles d'uranium, les α de désintégration spontanée apparaissent aussi dans cette région du spectre, du fait de leur énergie très faible en regard de celle des différents fragments de fission émis.
- La deuxième région rassemble les impulsions directement liées aux réactions (n, α) et (n, f) , elle compose ainsi la partie pertinente du signal. La dispersion de la distribution en amplitude des particules α est plus large que celle des tritons car la perte d'énergie dans la cible

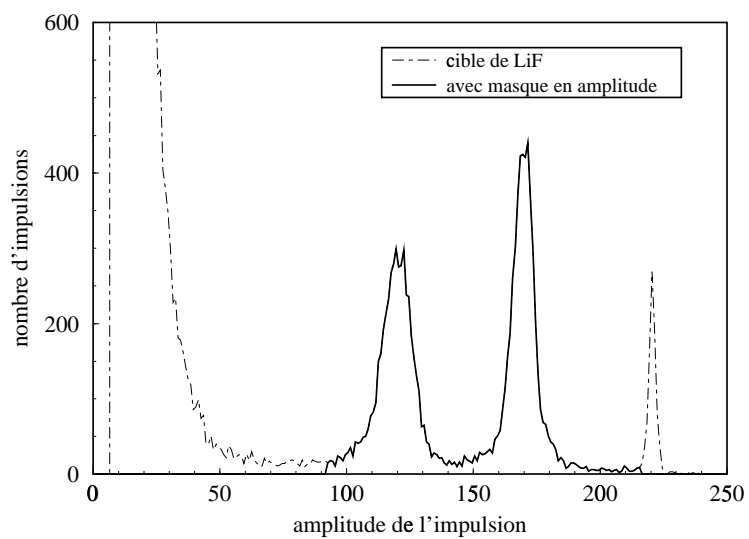


FIG. 2.3 – *Spectre en amplitude pour une expérience effectuée avec une cible de LiF .*

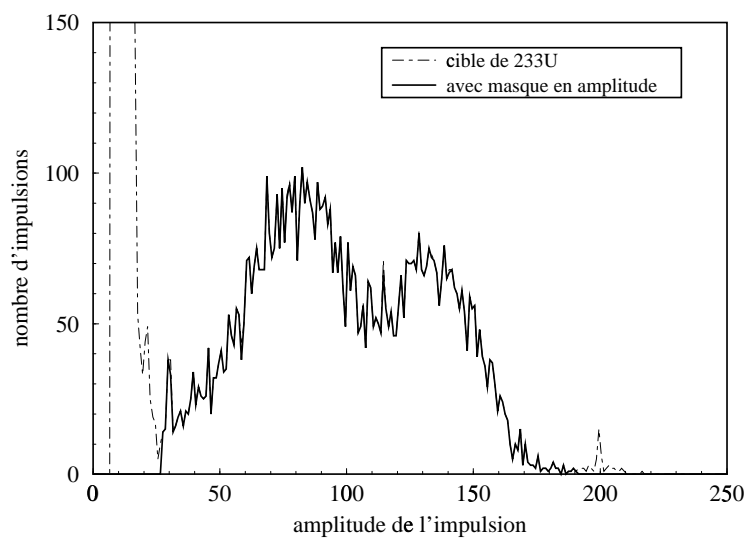


FIG. 2.4 – *Spectre en amplitude pour une expérience effectuée avec une cible de ^{233}U .*

de LiF augmente avec le numéro atomique des particules ($\propto Z^2$). La fission d'un noyau d'uranium conduit à la formation de deux fragments de fission asymétriques et d'énergies différentes, c'est pourquoi la forme du spectre en amplitude $n(A)$ associé à cette cible se compose de deux bosses dans cette région.

- La troisième et dernière région se compose d'impulsions de forte amplitude et contribue également au bruit de la mesure. Ces impulsions, toutes reliées à des saturations du flash ADC, sont généralement produites en tout début d'enregistrement lorsque le taux de comptage est le plus élevé. Elles sont le résultat d'empilements de particules α et de tritons d'une part et de fragments de fission d'autre part. Il est à noter que l'empilement d'un α de désintégration avec un fragment de fission ne modifie pas ou peu l'amplitude du produit de fission et n'apparaît donc pas dans cette région du spectre.

Bien que ces trois régions soient généralement bien séparées, il apparaît parfois un léger recouvrement entre les deux premières. Nous estimons, après ajustement des données considérées, que dans les cas les plus pénalisants, ce recouvrement est de l'ordre de 1 %. Il est aussi à noter que le taux des empilements, qui composent la troisième et dernière partie du spectre en amplitude $n(A)$, augmente avec le flux neutronique. Nous estimons cette contribution, dans le cas de situations les plus défavorables, à 5 %. Ces empilements engendrent une erreur systématique sur la détermination du flux neutronique (cf. section 4.3).

L'étude des spectres en amplitude $n(A)$ des expériences réalisées avec le détecteur Si nous conduit à appliquer une sélection forte sur l'amplitude des événements retenus par l'algorithme de reconnaissance de pics : ne sont définitivement retenus que les pics dont l'amplitude est comprise entre des amplitudes minimale et maximale qui sont déterminées pour chaque expérience. Les figures 2.3 et 2.4 sont l'illustration de l'application d'un tel masque.

2.4 Taux de comptage

Le taux de réaction, dans les cibles de LiF et d'uranium, est directement lié au flux neutronique et par conséquent à l'intensité du faisceau de protons. C'est pourquoi, il est nécessaire de porter un regard croisé sur les deux observables que sont, pour chaque enregistrement valide : le nombre de pics retenus $N_{pics\ r.}$ après l'application du masque en amplitude et le nombre de protons N_p injectés dans le bloc de plomb.

La figure 2.5 indique le nombre de pics retenus $N_{pics\ r.}$ en fonction de l'intensité du faisceau de protons N_p , au cours d'une expérience. Cette visualisation permet une analyse rapide et

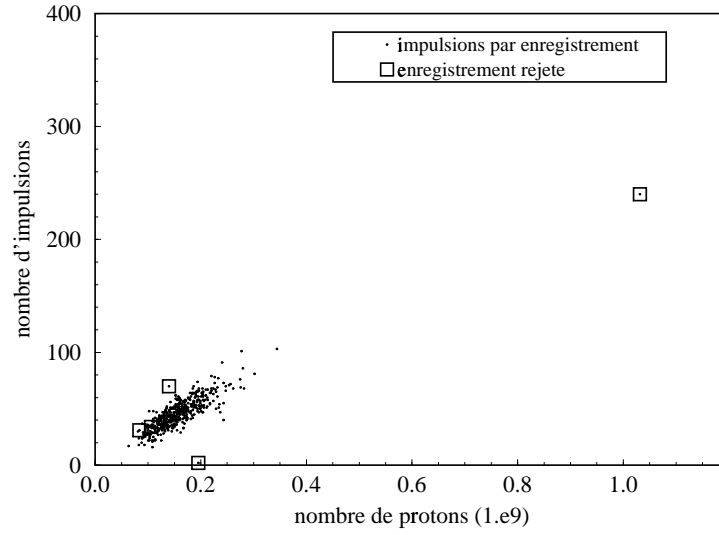


FIG. 2.5 – Nombre de pics retenus en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour tous les enregistrements valides d'une expérience.

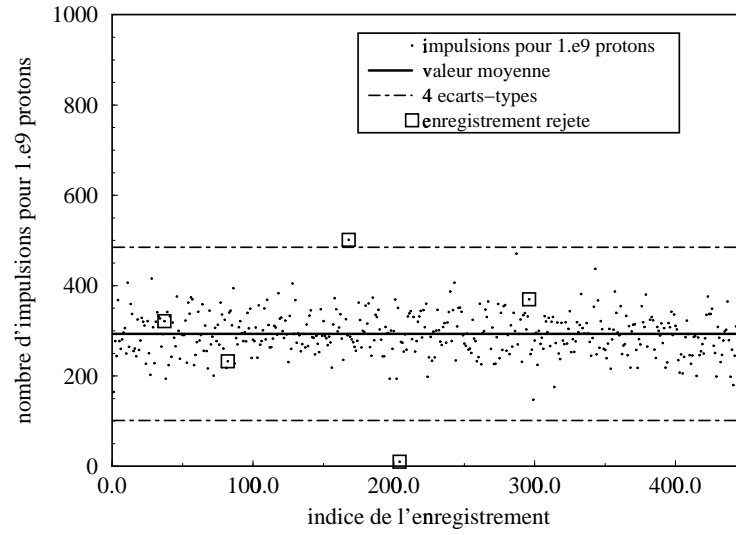


FIG. 2.6 – Rapport du nombre de pics retenus au nombre de protons injectés dans le bloc de plomb pour tous les enregistrements valides d'une expérience.

efficace des données suivant trois axes principaux :

- la projection sur l’axe des abscisses conduit à la détermination de la distribution en intensité du faisceau de protons ;
- la projection sur l’axe des ordonnées donne la distribution en nombre de pics retenus :
- la projection suivant un axe médian permet de juger de la corrélation entre le nombre de réactions, dans les cibles de LiF et d’uranium des détecteurs Si , et l’intensité du faisceau de protons.

Il est possible, pour chaque expérience, d’estimer aisément la pertinence de tous les enregistrements valides et d’effectuer une sélection sur le nombre de pics retenus $N_{pics r.}$ ainsi que sur le nombre de protons injectés dans le bloc de plomb. Cette sélection n’est pas absolue car la projection des données sur les deux axes principaux est réalisée visuellement. Elle a pour unique but de rejeter les quelques enregistrements atypiques qui peuvent apparaître au cours des différentes expériences ; le point de la figure 2.5 qui correspond à une intensité supérieure à 10^9 protons en est une parfaite illustration. La projection suivant un axe médian est plus délicate, elle nécessite par conséquent une approche plus rigoureuse.

La figure 2.6 présente le rapport r_p normalisé à 10^9 protons, du nombre de pics retenus $N_{pics r.}$ sur le nombre de protons N_p injectés dans le bloc de plomb, pour chaque enregistrement valide de l’expérience étudiée. Cet exemple illustre parfaitement le comportement moyen de l’ensemble des expériences réalisées avec les deux détecteurs Si , il confirme expérimentalement le lien entre l’intensité du faisceau de protons et le nombre de réactions dans les cibles de LiF et d’uranium. Pour chaque expérience, une valeur moyenne $\langle r_p \rangle$ de ce rapport et l’écart-type $\sigma_{\langle r_p \rangle}$ associé sont déterminés. Nous n’avons pas souhaité appliquer une sélection forte sur le paramètre r_p mais uniquement rejeter, une nouvelle fois, les événements atypiques. En conséquence de quoi, seuls les enregistrements pour lesquels le rapport r_p n’est pas inclus dans quatre écarts-types $\sigma_{\langle r_p \rangle}$ autour de la valeur moyenne $\langle r_p \rangle$ calculée sur l’ensemble des enregistrements valides de l’expérience associée, sont rejetés.

L’observation attentive des figures 2.6 et 2.5 révèle que certains enregistrements rejetés remplissent les critères de sélection décrits précédemment : nous avons décidé de rejeter les quatre enregistrements, obtenus simultanément avec les deux jonctions silicium des deux détecteurs Si , dès lors qu’au moins un de ces quatre enregistrements doit être rejeté. Cette méthode conduit à supprimer environ 2 % des enregistrements de chaque expérience.

2.5 Origine des temps des neutrons

Pour chaque enregistrement, le signal commandant l'acquisition des données correspond à l'extraction du faisceau de protons. L'origine des temps t_o des neutrons correspond à l'instant auquel les protons frappent le massif de plomb. Cette origine des temps représente également l'instant à partir duquel les jonctions silicium commencent à délivrer des impulsions, en réponse au dépôt d'énergie des particules α , des tritons (cf. section 1.2) et des produits de fission (cf. section 1.4). L'étude des figures 2.1 et 2.2 indique que la détermination du canal c_o , associé au temps t_o , ne peut pas être réalisée pour chaque enregistrement, car les taux de réaction dans les cibles de LiF et d'uranium des détecteurs Si ne sont pas suffisants. Il est par conséquent nécessaire de déterminer, pour chaque expérience, une origine des temps t_o des neutrons commune à l'ensemble des enregistrements valides qui la composent.

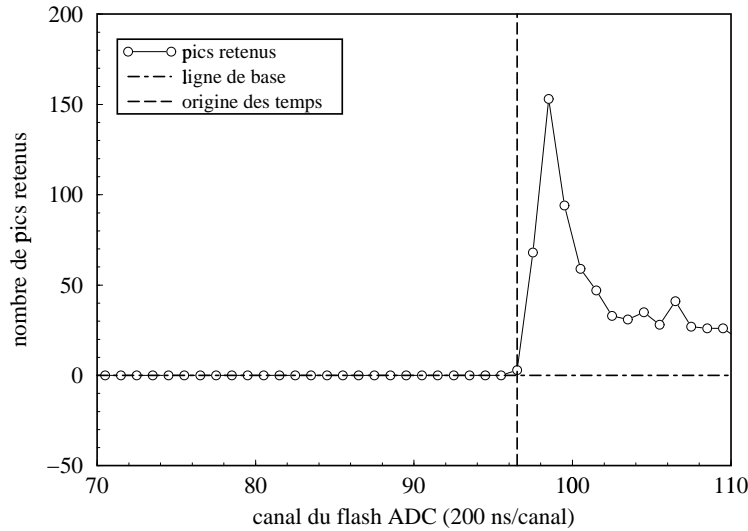


FIG. 2.7 – Détermination de l'origine des temps des neutrons pour une expérience réalisée avec un détecteur Si .

Un spectre $n(c)$ est construit pour chaque expérience : il représente, pour chaque canal de temps c , le nombre de pics retenus au cours des différents enregistrements valides de l'expérience considérée. La figure 2.7 montre les 110 premiers canaux du spectre $n(c)$ obtenu avec une cible de LiF . La ligne de base du spectre $n(c)$ indique l'absence de pics retenus, c'est pourquoi elle est confondue avec le spectre $n(c)$ jusqu'à ce que le faisceau de protons soit injecté dans le bloc de plomb. L'algorithme utilisé pour déterminer l'origine des temps des neutrons, de chaque

expérience, détermine le canal c_o à partir duquel le spectre $n(c)$ ne se superpose plus avec sa ligne de base. La relation liant le canal c_o à l'origine des temps t_o est donnée simplement par : $t_o = c_o \times pas_t$; où pas_t est le pas en temps du flash ADC.

La méthode de détermination de l'origine des temps des neutrons, beaucoup plus précise, pour les mesures réalisées avec les détecteurs *CeF3* (cf. partie III section 2.3) montre que celle, plus grossière, utilisée pour les détecteurs *Si* est pertinente ; l'intervalle de temps qui sépare le début de l'acquisition des données, de l'injection des protons dans le bloc de plomb, reste constant tout au long des différents enregistrements de chaque expérience. La méthode globale utilisée avec les détecteurs *Si* ne permet pas d'effectuer de sélection sur les enregistrements à partir de ce critère.

2.6 Récapitulatif

La sélection des données représente toujours une part importante de l'analyse, elle permet de rejeter les informations inutiles pour ne garder que celles ayant un intérêt certain pour la physique étudiée. Concernant les données enregistrées avec les deux détecteurs *Si* la sélection s'effectue principalement en deux étapes :

- La première étape porte sur la détermination de l'intensité I du faisceau de protons pour chaque enregistrement (cf. section 2.1). Si, au moins, un des détecteurs attribués à cette tâche n'est pas en mesure de délivrer une information pertinente, alors, l'enregistrement correspondant est rejeté.
- La seconde étape s'attache à ne retenir que les impulsions ayant un lien direct avec le flux neutronique dans le bloc de plomb (cf. section 2.3). Un masque en amplitude est appliqué aux pics déterminés, pour chaque enregistrement valide, par l'algorithme de reconnaissance de pics.

Outre ces deux sélections fortes, diverses vérifications sont effectuées afin de rejeter les quelques enregistrements atypiques des expériences dont ils sont extraits (cf. section 2.4).

Chapitre 3

Méthodes de mesure de l'énergie des neutrons

3.1 Mesure directe de l'énergie des neutrons

Les détecteurs *Si* ont été développés, dans une première approche, pour déterminer expérimentalement le flux des neutrons d'énergie supérieure à 100 keV , par la mesure directe de l'énergie (cf. section 1.2). La méthode s'appuie sur la détection en coïncidence d'une particule α dans la jonction du haut et d'un triton dans la jonction du bas, ou vice versa.

Suite à la sélection des informations enregistrées par le flash ADC (cf. chapitre 2), l'amplitude A ainsi que le temps t , de tous les pics retenus des enregistrements valides de chaque expérience, sont disponibles. Les différentes étapes nécessaires à la détermination en *coïncidence* de la distribution énergétique des neutrons, à partir de ces informations, sont :

- la sélection des coïncidences (cf. sous-section 3.1.1) ;
- l'étalonnage en énergie des jonctions silicium (cf. sous-section 3.1.2) ;
- la détermination des coïncidences fortuites (cf. sous-section 3.1.3) ;

La mesure de la distribution expérimentale des neutrons est réalisée avec un détecteur *Si* placé à une distance de $79,7\text{ cm}$ du centre du bloc de plomb et équipé d'une cible de *LiF* de $150\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$; ces conditions de mesure sont retenues dans le but d'optimiser le taux de comptage très faible des détecteurs *Si* en mode coïncidence.

3.1.1 Détermination des pics en coïncidence

La configuration des détecteurs *Si* est telle que la jonction silicium du bas est celle donnant le plus faible taux de comptage (cf. figure 1.1). L'algorithme de détermination des coïncidences parcourt chaque enregistrement obtenu avec cette jonction silicium. Pour chaque pic retenu de l'enregistrement courant (A_{bas}, t_{bas}) , l'enregistrement associé, obtenu avec la jonction du haut, est testé pour déterminer si un de ses pics retenus se situe dans l'intervalle de temps $[t_{bas} - pas_t, t_{bas} + pas_t]$; où $pas_t = 0,1\text{ ns}$ représente le pas en temps du flash ADC. Lorsque cette condition est remplie, le couple $((A_{bas}, t_{bas}), (A_{haut}, t_{haut}))$ est conservé. Ceci permet de construire les spectres en amplitude $\tilde{n}_{bas\text{ coïnc.}}(A)$ et $\tilde{n}_{haut\text{ coïnc.}}(A)$ des pics retenus en coïncidence pour chaque jonction silicium (cf. figure 3.1).

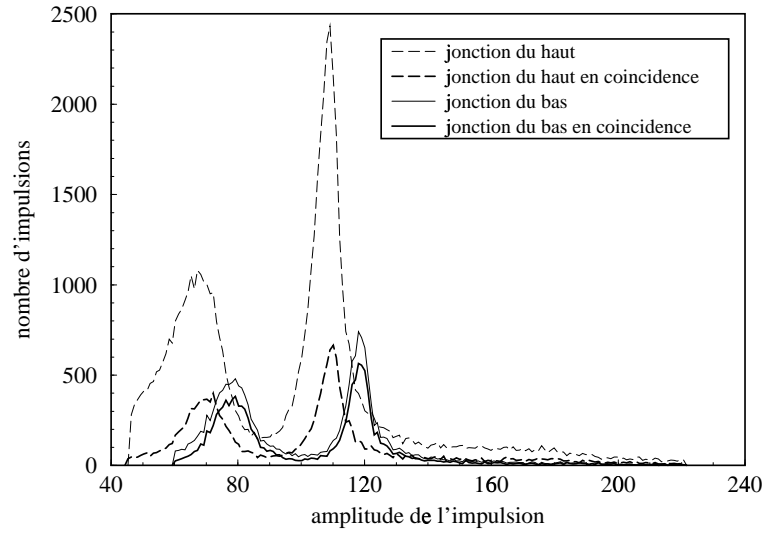


FIG. 3.1 – Spectres en amplitude des deux jonctions silicium d'un détecteur *Si*.

Différents enseignements très intéressants peuvent être tirés de l'analyse de la figure 3.1 qui représente le spectre en amplitude de tous les pics retenus $\tilde{n}(A)$ et celui des pics retenus en coïncidence $\tilde{n}_{coïnc}(A)$ de chacune des deux jonctions silicium du détecteur *Si* :

- Le rapport 5 entre les efficacités géométriques des deux jonctions silicium (cf. section 1.2) est conforté par le rapport des spectres bruts en amplitude $\tilde{n}_{bas}(A)$ et $\tilde{n}_{haut}(A)$ associés.
- Les pics α et triton du spectre brut en amplitude $\tilde{n}_{bas}(A)$ de la jonction du bas ne sont pas centrés sur les mêmes amplitudes que ceux du spectre brut en amplitude $\tilde{n}_{haut}(A)$ de la jonction du haut. Il est par conséquent nécessaire d'effectuer la calibration en énergie de chaque jonction silicium, de manière indépendante.

- Les spectres en amplitude des pics retenus en coïncidence $\tilde{n}_{bas\ coinc.}(A)$ et $\tilde{n}_{haut\ coinc.}(A)$ des deux jonctions silicium sont très proches du spectre brut en amplitude $\tilde{n}_{bas}(A)$ de la jonction du bas. Le diaphragme en plomb épais (cf. figure 1.1), utilisé pour sélectionner les événements en coïncidence, est efficace.

3.1.2 Calibration en énergie des jonctions silicium

La calibration en énergie des jonctions silicium permet, à partir des amplitudes codées par le flash ADC, de déterminer l'énergie des particules α et des tritons détectés. Il est pour cela important de connaître, pour chaque jonction silicium, les amplitudes moyennes $\langle A_\alpha \rangle$ et $\langle A_t \rangle$ des pics α et triton du spectre en amplitude des pics retenus en coïncidence $\tilde{n}_{coinc}(A)$ ainsi que les énergies moyennes $\langle E_\alpha \rangle$ et $\langle E_t \rangle$ associées. Les amplitudes moyennes $\langle A_\alpha \rangle$ et $\langle A_t \rangle$ sont déterminées par l'ajustement d'une gaussienne sur chacun des pics α et triton. Les énergies moyennes $\langle E_\alpha \rangle$ et $\langle E_t \rangle$ associées sont déterminées par une simulation qui tient compte de l'énergie déposée par les particules α et les tritons dans la cible de LiF .

La relation entre l'amplitude codée par le flash ADC et l'énergie de la particule détectée est linéaire dans la gamme d'énergie considérée. Il est par conséquent possible d'écrire, pour chaque jonction silicium, le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \langle E_\alpha \rangle = a \cdot \langle A_\alpha \rangle + b \\ \langle E_t \rangle = a \cdot \langle A_t \rangle + b \end{cases} \quad (3.1)$$

Le système 3.1 de deux équations à deux inconnues a et b , possède une solution unique qui permet d'associer chaque amplitude A codée par le flash ADC à l'énergie E déposée dans la jonction silicium considérée :

$$E = a \cdot A + b \quad (3.2)$$

La calibration en énergie des jonctions silicium assure le transfert de l'information pertinente du mode coïncidence, des couples $((A_{bas}, t_{bas}), (A_{haut}, t_{haut}))$ (cf. sous-section 3.1.1) sur les couples $((E_{bas}, t_{bas}), (E_{haut}, t_{haut}))$.

La figure 3.2 représente le spectre en énergie de tous les pics retenus $\tilde{n}_{bas}(E)$ et celui des pics retenus en coïncidence $\tilde{n}_{bas\ coinc.}(E)$ de la jonction du bas ainsi que le spectre en énergie de tous les pics retenus $\tilde{n}_{haut}(E)$ de la jonction du haut. Le spectre en énergie $\tilde{n}_{haut\ coinc.}(E)$ des pics retenus en coïncidence de la jonction du haut n'est pas représenté pour augmenter la lisibilité de la figure ; celui-ci se superpose avec le spectre $\tilde{n}_{bas\ coinc.}(E)$. L'analyse de ces spectres montre que la calibration en énergie des jonctions silicium est maîtrisée puisque les pics α et triton sont

centrés sur les mêmes énergies.

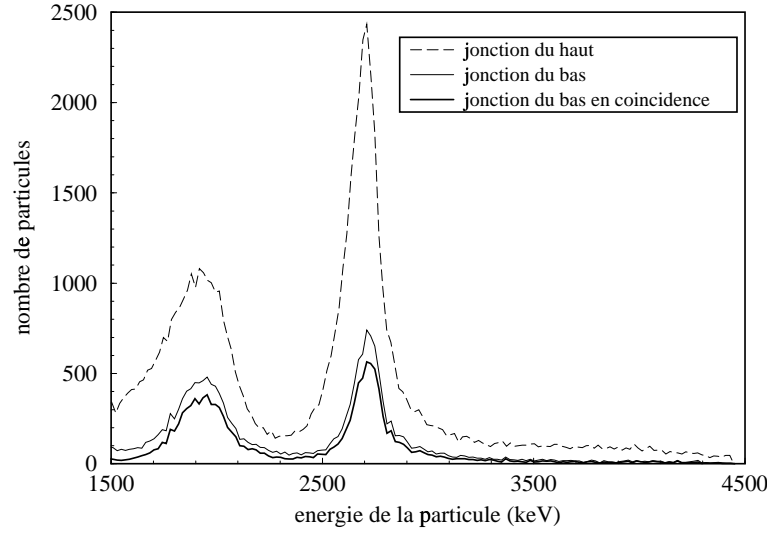


FIG. 3.2 – Spectres en énergie des deux jonctions silicium d'un détecteur Si. Pour une meilleure lisibilité de la figure, le spectre en coïncidence de la jonction du haut n'est pas représenté.

3.1.3 Détermination des coïncidences fortuites

L'algorithme mis en oeuvre pour déterminer les pics en coïncidence (cf. sous-section 3.1.1) se limite à tester la coïncidence temporelle des événements. Une coïncidence est dite *fortuite* lorsque deux pics retenus en coïncidence sont issus de deux réactions différentes. Pour chaque expérience, l'estimation du taux de coïncidences fortuites est réalisée à partir de l'utilisation d'un algorithme de détection de pics en anti-coïncidence ; nous supposons pour cela une distribution équiprobable au cours du temps des coïncidences fortuites.

L'algorithme de détermination des anti-coïncidences parcourt chaque enregistrement obtenu avec la jonction silicium du bas. Pour chaque pic retenu de l'enregistrement courant (E_{bas}, t_{bas}) , l'enregistrement associé, obtenu avec la jonction du haut, est testé pour déterminer si un de ses pics retenus se situe dans l'intervalle de temps $[t_{bas} + 2 \times pas_t, t_{bas} + 4 \times pas_t]$. Lorsque cette condition est remplie, le couple $((E_{bas}, t_{bas}), (E_{haut}, t_{haut}))_{anti}$ est conservé.

La figure 3.3 présente les spectres bi-paramétriques en énergie des pics en coïncidence et en anti-coïncidence de l'expérience étudiée ; les spectres simples en énergie des pics en coïnci-

dence $\tilde{n}_{coinc}(E)$ et en anti-coïncidence $\tilde{n}_{anti}(E)$ de chaque jonction silicium sont obtenus par projection sur les axes associés. Le masque en amplitude effectué lors de la sélection des données (cf. section 2.3) est traduit par le cadre porté sur chacun de ces deux spectres bi-paramétriques. Une étude qualitative indique que les coïncidences fortuites sont situées essentiellement dans la région extérieure au cadre et valide par conséquent l'application d'un tel masque en amplitude ; seules les informations contenues à l'intérieur du cadre sont conservées (cf. figure 3.4).

L'étude détaillée des événements détectés en coïncidence nécessite la définition de deux catégories de neutrons : les neutrons *lents* et les neutrons *rapides* ; un neutron est dit lent (respectivement rapide) lorsque son énergie est inférieure ou égale (respectivement supérieure) à 100 eV. La figure 3.4 montre que les neutrons lents se rassemblent autour de deux pôles principaux marqués par une très forte densité d'événements et que les neutrons rapides sont distribués dans le demi-espace supérieur délimité par une droite, non représentée, qui passerait par les deux pôles des neutrons lents. La figure 3.5 fait état des coïncidences et des anti-coïncidences pour lesquelles le temps de détection est inférieur à 30 μs . La figure 3.6 recense les coïncidences et les anti-coïncidences pour lesquelles le temps de détection est supérieur à 80 μs . Les événements contenus dans ces deux figures sont extraits des données utilisées pour réaliser la figure 3.4. Dans un spectromètre à temps de ralentissement au plomb (cf. partie I section 1.5) caractérisé par un K de 172 $keV.\mu s^2$ (cf. partie III chapitre 4) :

- un temps inférieur à 30 μs correspond à une énergie supérieure à 186 eV ;
- un temps supérieur à 80 μs correspond à une énergie inférieure à 27 eV.

Ces limites en temps sont choisies pour séparer clairement les contributions respectives des neutrons lents et rapides.

Trois enseignements doivent être tirés de l'analyse des figures 3.4, 3.5 et 3.6. Le premier concerne l'importance des coïncidences fortuites car elles représentent le bruit associé à la méthode de mesure directe de l'énergie des neutrons. C'est ainsi qu'il devient possible d'expliquer la présence d'événements détectés en coïncidence, associés à des neutrons rapides, dans le demi-espace inférieur délimité par la ligne qui passe par les deux pôles des neutrons lents. Le deuxième porte sur la présence de traînes, au delà des deux pôles des neutrons lents, qui montrent que le masque en amplitude choisi ne permet pas de s'affranchir totalement des empilements. Il n'est toutefois pas possible d'appliquer une sélection plus forte sur les amplitudes de ces événements sans condamner d'autant l'observation des neutrons rapides. Le troisième et dernier enseignement touche à l'extrême pauvreté du nombre de neutrons rapides détectés en coïncidence. La mesure expérimentale de cette composante du flux de neutrons requiert donc l'injection d'un

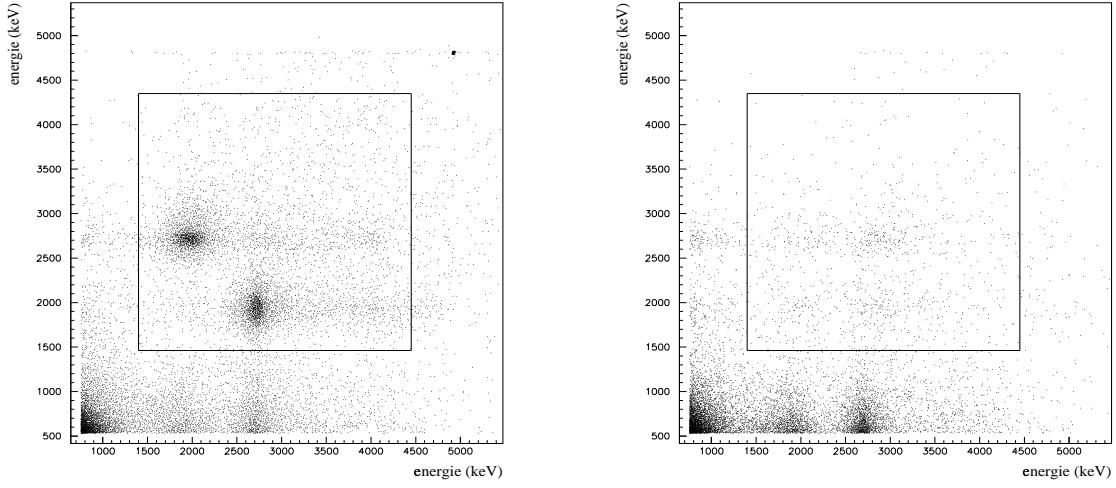


FIG. 3.3 – *Spectres bi-paramétriques en énergie des pics en coïncidence (celui de gauche) et en anti-coïncidence (celui de droite) ; le cadre symbolise le masque en amplitude utilisé.*

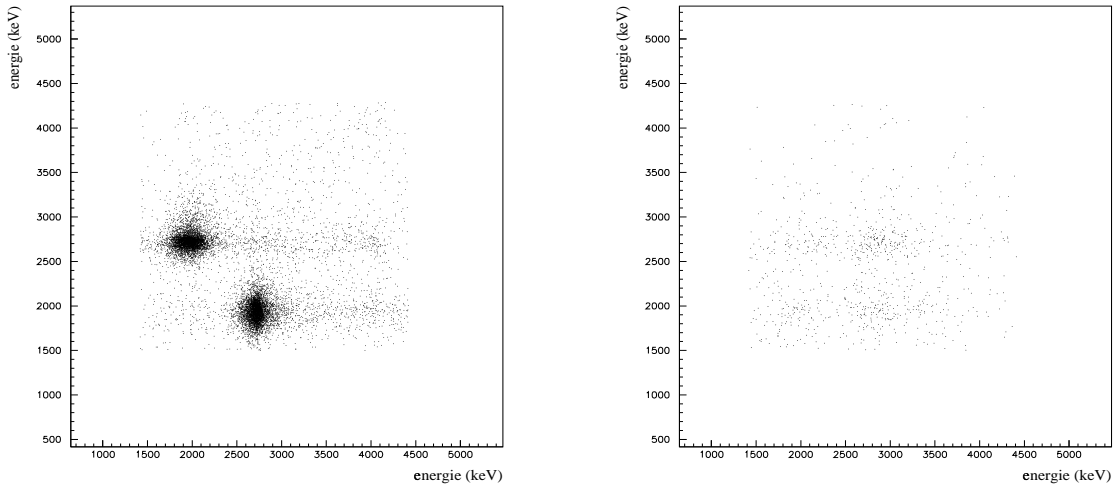


FIG. 3.4 – *Spectres bi-paramétriques en énergie des pics retenus en coïncidence (celui de gauche) et en anti-coïncidence (celui de droite).*

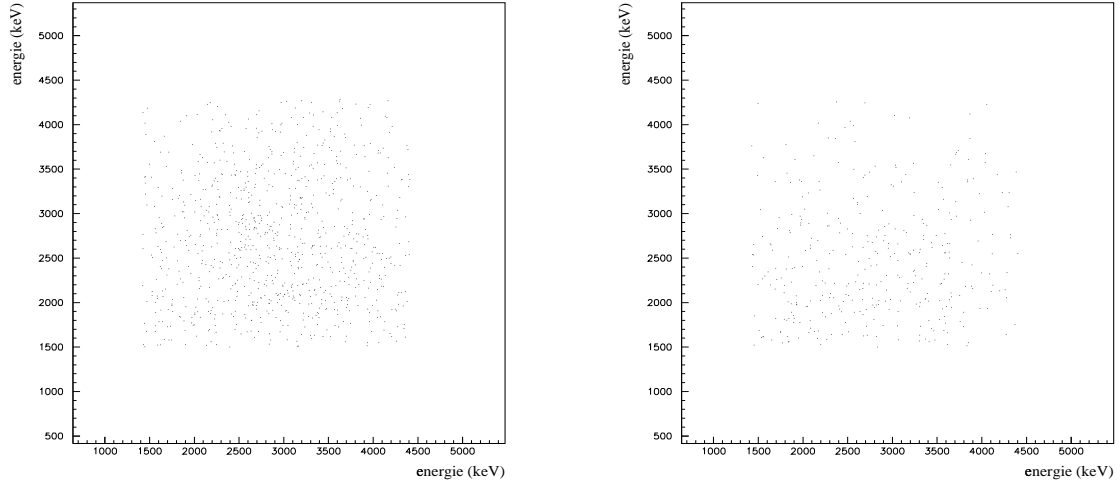


FIG. 3.5 – *Spectres bi-paramétriques en énergie des pics retenus en coïncidence (celui de gauche) et en anti-coïncidence (celui de droite) avec un temps de détection inférieur à $30 \mu\text{s}$.*

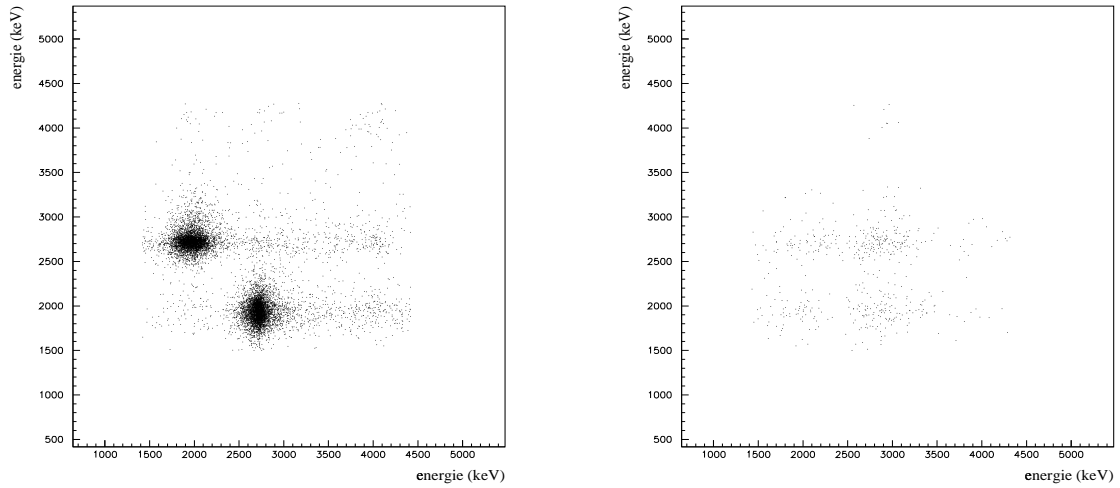


FIG. 3.6 – *Spectres bi-paramétriques en énergie des pics retenus en coïncidence (celui de gauche) et en anti-coïncidence (celui de droite) avec un temps de détection supérieur à $80 \mu\text{s}$.*

nombre de protons, dans le bloc de plomb, plus important.

3.1.4 Reconstruction de l'énergie des neutrons

La réaction de capture d'un neutron par un noyau de ${}^6\text{Li}$ est exothermique (cf. réaction 1.1) : la particule α et le triton se partagent une énergie de $4,78 \text{ MeV}$ à laquelle vient se joindre l'énergie cinétique du neutron incident. La détermination des pics en coïncidence, en anti-coïncidence et la calibration des jonctions silicium des détecteurs Si assurent la disponibilité des couples $((E_{bas}, t_{bas}), (E_{haut}, t_{haut}))$ de particules détectées en coïncidence et des couples $((E_{bas}, t_{bas}), (E_{haut}, t_{haut}))_{anti}$ de particules détectées en anti-coïncidence. L'énergie totale E_{tot} de chacun de ces couples est donnée par :

$$E_{tot} = E_{bas} + E_{haut} \quad (3.3)$$

L'énergie cinétique de chaque neutron se déduit par conséquent de l'énergie totale E_{tot} de l'événement en coïncidence vraie associée, en tenant compte de la perte d'énergie de la particule α et du triton dans la cible de LiF .

Pour chaque expérience, les spectres en énergie $\tilde{n}_{coinc}(E_{tot})$ et $\tilde{n}_{anti}(E_{tot})$ sont construits respectivement à partir des couples de particules détectées en coïncidence et en anti-coïncidence. Il est ainsi possible de définir le spectre $\tilde{n}(E_{tot})$ de la somme des énergies (cf. relation 3.3) des pics retenus en coïncidence, corrigé du nombre de coïncidences fortuites, par :

$$\tilde{n}(E_{tot}) = \tilde{n}_{coinc}(E_{tot}) - \tilde{n}_{anti}(E_{tot}) \quad (3.4)$$

Un spectre $\tilde{n}(E_{tot})$ est déterminé pour les neutrons lents (cf. figure 3.8), un autre pour les neutrons rapides (cf. figure 3.7), de manière à pouvoir mesurer précisément la contribution de chacune de ces deux composantes du flux de neutrons dans le bloc de plomb.

Le spectre $\tilde{n}(E_{tot})$ des neutrons lents est centré sur 4680 keV (cf. figure 3.8), il rend compte expérimentalement de la perte d'énergie des particules α et des tritons dans la cible de LiF . Ce spectre permet également d'estimer à environ 350 keV la résolution en énergie du détecteur Si . Les événements pour lesquels l'énergie totale E_{tot} est au delà de $5,5 \text{ MeV}$ sont liés à des empilements non rejetés par la procédure de sélection des données (cf. chapitre 2) ; ce sont ces événements qui constituent les traînes, placées derrière les deux pôles principaux des neutrons lents, de la figure 3.6.

Le spectre $\tilde{n}(E_{tot})$ des neutrons rapides est centré sur $5,8 \text{ MeV}$ (cf. figure 3.7) et tend ainsi à indiquer la présence de neutrons de plusieurs MeV dans le bloc de plomb. Toutefois, le nombre de

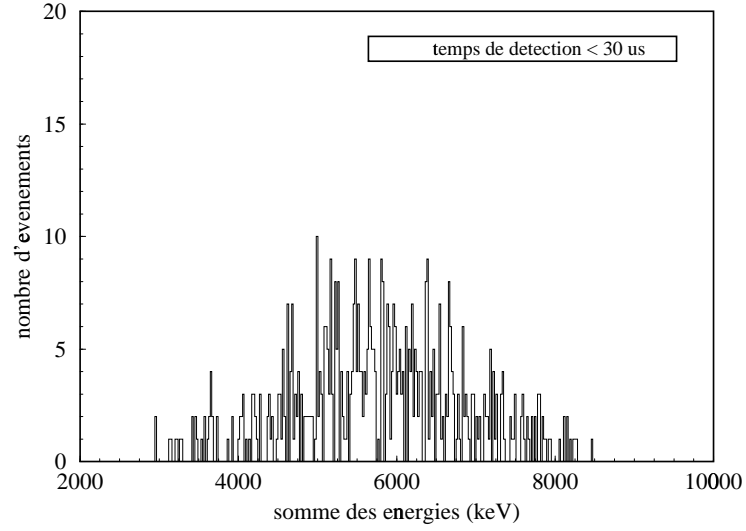


FIG. 3.7 – Spectre $\tilde{n}(E_{tot})$ de la somme des énergies des pics retenus en coïncidence, pour des temps de détection inférieurs à $30 \mu s$, corrigé du nombre de coïncidences fortuites.

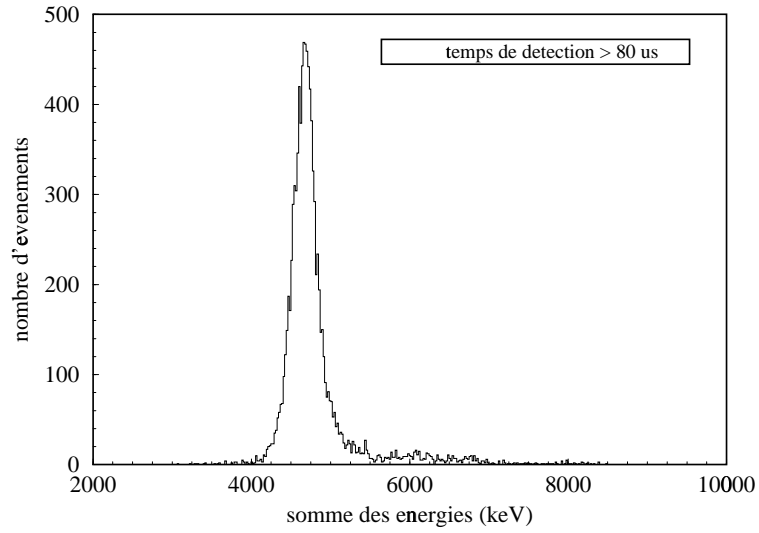


FIG. 3.8 – Spectre $\tilde{n}(E_{tot})$ de la somme des énergies des pics retenus en coïncidence, pour des temps de détection supérieurs à $80 \mu s$, corrigé du nombre de coïncidences fortuites.

ces événements est trop faible et le rapport signal sur bruit trop important pour effectuer une détermination pertinente du flux de ces neutrons de haute énergie par la méthode des coïncidences.

3.1.5 Enseignements

Un test, ultérieur à l'expérience TARC, a été mené au près du cyclotron SARA de l'ISN de Grenoble, pour déterminer le comportement des jonctions silicium placées dans un flux de neutrons. Il ressort de cette étude que le courant inverse de ce type de jonctions, originellement de $13,5 \text{ nA}$, passe à $1 \text{ }\mu\text{A}$ pour une dose de $1,24 \cdot 10^{11} \text{ n}$, entraînant ainsi une dégradation de plusieurs centaines de keV de la résolution en énergie du détecteur *Si*.

La mesure issue de l'expérience TARC, qui est retenue pour effectuer l'analyse critique de la méthode de détermination directe de l'énergie des neutrons, est réalisée avec l'injection de 10^{11} protons dans le bloc de plomb. Compte tenu du flux de neutrons à la position considérée (cf. section 4.8), ce sont 10^9 neutrons d'énergie supérieure à 10 eV que reçoivent chacune des jonctions silicium utilisées. La plupart des mesures effectuées en mode coïncidence le sont dans des conditions similaires.

Par définition, l'efficacité ϵ_{coinc} lie le nombre réel de neutrons au nombre de pics retenus en coïncidence ; la distribution de ces pics, en fonction de l'énergie reconstruite E des neutrons associés, découle du spectre $\tilde{n}_{\text{coinc}}(E_{\text{tot}})$ (cf. sous-section 3.1.4) et est notée $\tilde{n}_{\text{coinc}}(E)$. La distribution expérimentale des neutrons $n_{\text{coinc}}(E)$ en fonction de l'énergie s'exprime donc :

$$n_{\text{coinc}}(E) = \frac{\tilde{n}_{\text{coinc}}(E)}{\epsilon_{\text{coinc}}} \quad (3.5)$$

Celle-ci ne peut pas être déterminée de manière pertinente par la mesure directe de l'énergie, de par la détérioration irréversible de la résolution en énergie des jonctions silicium placées sous irradiation. C'est la raison pour laquelle le mode coïncidence n'est pas retenu pour déterminer expérimentalement le flux des neutrons de grande énergie.

3.2 Mesure indirecte de l'énergie des neutrons

La détermination expérimentale du flux des neutrons d'énergie inférieure à 10 keV, par la mesure indirecte de l'énergie, est basée sur les propriétés de transport des neutrons dans un spectromètre à temps de ralentissement au plomb (cf. partie I chapitre 1). Les détecteurs *Si* sont utilisés en mode *simple* : les deux jonctions silicium sont utilisées de manière indépendante, conduisant à une double détermination du flux de neutrons à la position considérée.

Dans une première étape (cf. sous-section 3.2.1), la distribution différentielle en temps $n(t)$ des neutrons est tirée de l'information temps des pics retenus des enregistrements valides de l'expérience considérée. L'application de la relation moyenne liant l'énergie de chaque neutron à son temps de détection dans le bloc de plomb (cf. partie I section 1.5) permet, dans une seconde étape (cf. sous-section 3.2.2), de déterminer la distribution différentielle en énergie $n(E)$ des neutrons.

3.2.1 Distribution expérimentale des neutrons en fonction du temps

La distribution expérimentale des neutrons $\Delta n(t)$, en fonction du temps, est obtenue à partir de l'ensemble des pics retenus au cours de tous les enregistrements valides de l'expérience considérée (cf. chapitre 2), corrigé de l'efficacité de détection ϵ de la jonction silicium utilisée. Le spectre $\Delta n(t)$ représente, pour chaque expérience, le nombre de neutrons entre les temps t et $t + \Delta t$, pour 10^9 protons injectés dans le bloc de plomb ; avec $\Delta t = pas_t$ le pas en temps du flash ADC. La définition mathématique du spectre $\Delta n(t)$ est la suivante :

$$\Delta n(t) = \frac{\sum_{enr.val.} \delta_{t,t_r}}{\epsilon \cdot I_p} \quad (3.6)$$

où I_p représente le nombre total de protons injectés dans le bloc de plomb au cours des différents enregistrements valides de l'expérience considérée exprimé en unité 10^9 :

$$I_p = \frac{\sum_{enr.val.} N_p}{10^9} \quad (3.7)$$

Le nombre N_p de protons, injectés dans le bloc de plomb, de l'enregistrement courant est déterminé dans la section 2.2. Le symbole de KRONECKER δ_{t,t_r} est défini, en fonction du temps t_r du pic retenu courant, par :

$$\begin{cases} \delta_{t,t_r} = 1 & si \quad t = t_r \\ \delta_{t,t_r} = 0 & si \quad t \neq t_r \end{cases} \quad (3.8)$$

Lors de chaque acquisition de données avec l'un des deux détecteurs *Si*, la distribution expérimentale des neutrons en fonction du temps est déterminée pour chacune des deux jonctions

silicium : $\Delta n_{haut}(t)$ pour la jonction du haut et $\Delta n_{bas}(t)$ pour celle du bas.

Le spectre différentiel $n(t)$ représente le nombre de neutrons, dont le temps de détection est compris entre les temps t et $t + \Delta t$, normalisé par l'intervalle de temps Δt .

$$n(t) = \frac{\Delta n(t)}{\Delta t} \quad (3.9)$$

Le spectre différentiel $n(t)$ est, par définition, déterminé pour 10^9 protons car le spectre $\Delta n(t)$ est défini pour 10^9 protons.

L'erreur $\delta \Delta n(t)$, associée au spectre $\Delta n(t)$ du nombre de neutrons en fonction du temps, se décompose en deux parties bien distinctes : l'erreur statistique $\delta_{stat} \Delta n(t)$ et l'erreur systématique $\delta_{sys} \Delta n(t)$. L'erreur statistique $\delta_{stat} \Delta n(t)$ est fonction du nombre de pics retenus dans chaque intervalle de temps Δt . C'est pourquoi elle prend la forme :

$$\delta_{stat} \Delta n(t) = \sqrt{\frac{\Delta n(t)}{\epsilon \cdot I_p}} \quad (3.10)$$

L'erreur systématique relative $\frac{\delta_{sys} \Delta n(t)}{\Delta n(t)}$ est engendrée par l'incertitude relative $\frac{\delta I}{I}$ portant sur la détermination de l'intensité du faisceau de protons, par l'incertitude relative $\frac{\delta_{emp} \Delta n(t)}{\Delta n(t)}$ due aux empilements d'impulsions et par l'incertitude relative $\frac{\delta \epsilon}{\epsilon}$ liée à la détermination de l'efficacité de détection de la jonction silicium considérée :

$$\left(\frac{\delta_{sys} \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 = \left(\frac{\delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left(\frac{\delta_{emp} \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 \quad (3.11)$$

Les erreurs relatives $\frac{\delta I}{I}$ (cf. partie I section 2.2) et $\frac{\delta_{emp} \Delta n(t)}{\Delta n(t)}$ (cf. section 2.3) sont estimées, de manière indépendante, à 5 %. L'erreur relative $\frac{\delta \epsilon}{\epsilon}$ est déterminée expérimentalement, elle est décrite en détail dans la section 4.2.

Compte tenu des relations 3.10 et 3.11, l'erreur relative $\frac{\delta \Delta n(t)}{\Delta n(t)}$, associée au spectre $\Delta n(t)$, du nombre de neutrons en fonction du temps, est donnée par :

$$\left(\frac{\delta \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 = \frac{1}{\epsilon \cdot I_p \cdot \Delta n(t)} + \left(\frac{\delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left(\frac{\delta_{emp} \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 \quad (3.12)$$

La relation 3.9 lie le spectre $\Delta n(t)$ au spectre différentiel $n(t)$ du nombre de neutrons en fonction du temps. L'incertitude relative $\frac{\delta n(t)}{n(t)}$ qui porte sur le spectre différentiel $n(t)$ est ainsi définie par :

$$\frac{\delta n(t)}{n(t)} = \frac{\delta \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \quad (3.13)$$

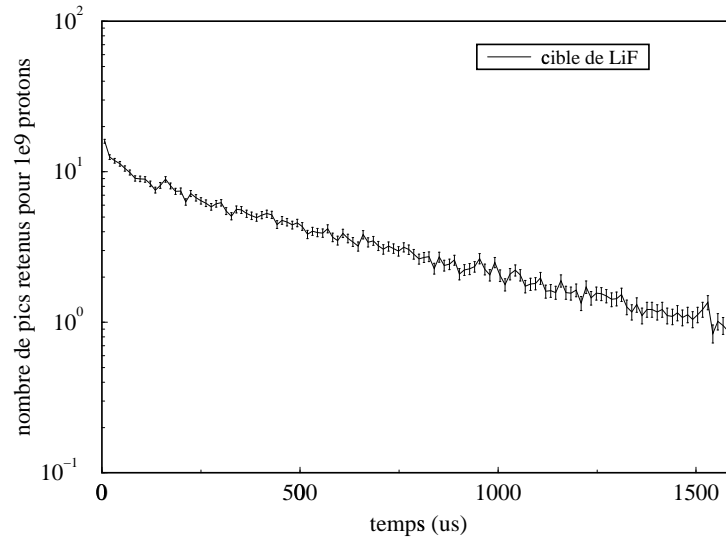


FIG. 3.9 – *Spectre en temps $\epsilon\Delta n(t)$ obtenu avec une cible de LiF.*

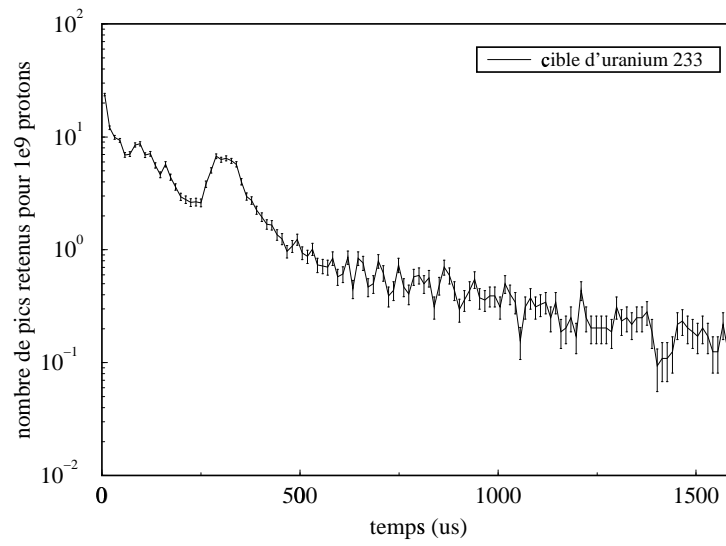


FIG. 3.10 – *Spectre en temps $\epsilon\Delta n(t)$ obtenu avec une cible de ^{233}U .*

La distribution des pics retenus $\epsilon \Delta n(t)$ en fonction du temps, représentée sur la figure 3.9, est obtenue avec la jonction silicium du bas faisant face à une cible de LiF . Celle représentée par la figure 3.10 est obtenue avec la jonction silicium du haut faisant face à une cible de ^{233}U . Les barres d'erreur traduisent uniquement les incertitudes statistiques de chacun de ces deux spectres. Les spectres $\epsilon \Delta n(t)$ sont normalisés, par convention, pour 10^9 protons (cf. définition 3.6).

3.2.2 Distribution expérimentale des neutrons en fonction de l'énergie

Les mesures concernant les détecteurs Si sont réalisées à partir d'informations en temps, or le flux de neutrons est requis par unité d'énergie. Il est par conséquent nécessaire d'appliquer aux spectres en temps une méthode afin d'obtenir les spectres en énergie correspondants.

Le spectre différentiel $n(t)$ représente le nombre de neutrons dont le temps de détection est compris entre les temps t et $t + \Delta t$ normalisé par l'intervalle de temps Δt (cf. définition 3.9). Le nombre $dn(t)$ de neutrons au temps t pendant l'intervalle de temps infinitésimal dt est donné par :

$$dn(t) = n(t).dt \quad (3.14)$$

Nous faisons l'hypothèse d'une relation univoque entre l'énergie E d'un neutron et son temps t de détection dans le bloc de plomb : $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$; avec t_0 le temps nécessaire au neutron pour *oublier* son énergie d'origine. Les paramètres K et t_0 sont définis expérimentalement dans la section 4.3 de la partie III, tels que :

$$K = 172 \pm 2 \text{ keV}.\mu s^2 \quad \text{et} \quad t_0 = 0,37 \mu s \quad (3.15)$$

Le spectre différentiel $n(E)$ représente le nombre de neutrons dont l'énergie est comprise entre les énergies E et $E + \Delta E$ normalisé par l'intervalle d'énergie ΔE . Le nombre $dn(E)$ de neutrons d'énergie E est lié au spectre différentiel $n(E)$, de la manière suivante :

$$dn(E) = n(E).dE \quad (3.16)$$

Dans le cadre de l'hypothèse d'une relation univoque liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection, le nombre $dn(E)$ de neutrons à l'énergie E est identique au nombre $dn(t)$ de neutrons au temps t associé. Il est ainsi possible de définir le spectre différentiel $n(E)$ à partir des mesures réalisées en temps :

$$n(E) \cdot dE = n(t) \cdot dt \quad (3.17)$$

L'incertitude $\delta n(E)$ portant sur le spectre différentiel $n(E)$, compte tenu de la relation 3.17, s'exprime directement en fonction de l'incertitude $\delta n(t)$ (cf. définition 3.13) portant sur le spectre différentiel $n(t)$:

$$\delta n(E) \cdot dE = \delta n(t) \cdot dt \quad (3.18)$$

L'intervalle utilisé lors de la discrétisation en temps des spectres $n(t)$ et $\Delta n(t)$ représente un pas linéaire constant. Le spectre différentiel $n(E)$ est redistribué sur un espace utilisant un pas logarithmique constant α . Soient E_{min} et E_{max} les énergies minimale et maximale de cet espace contenant un nombre d'intervalles n , alors :

$$\alpha = \left(\frac{E_{max}}{E_{min}} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (3.19)$$

L'énergie E_i associée à l'intervalle i dans ce nouvel espace est donnée par :

$$E_i = \alpha^{i-1} \cdot E_{min} \quad (3.20)$$

La relation 3.20 vérifie les conditions aux limites : $E_1 = E_{min}$ et $E_n = E_{max}$. Cette transformation est appliquée à tous les spectres en énergie obtenus à partir de spectres en temps.

Les figures 3.11 et 3.12 représentent les distributions différentielles des pics retenus $\epsilon n(E)$, en fonction de l'énergie, obtenues respectivement avec la jonction silicium du bas placée devant une cible de LiF et la jonction silicium du haut placée devant une cible de ^{233}U . Ces deux spectres $\epsilon n(E)$ sont déduits des spectres $\epsilon \Delta n(t)$ associés qui sont représentés sur les figures 3.9 et 3.10. Les barres d'erreur portées sur les spectres différentiels $\epsilon n(E)$ ne représentent que l'incertitude statistique.

Les résultats obtenus montrent que la méthode de mesure indirecte de l'énergie est tout à fait adaptée à la détermination de la distribution expérimentale des neutrons en fonction de l'énergie ; la gamme d'énergie pertinente s'étend de 0,1 eV à 10 keV.

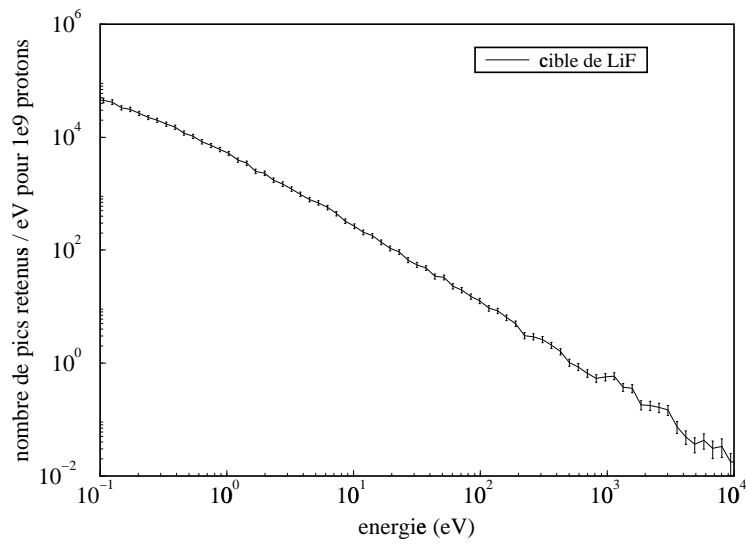


FIG. 3.11 – *Spectre différentiel en énergie $\epsilon n(E)$ obtenu avec une cible de LiF.*

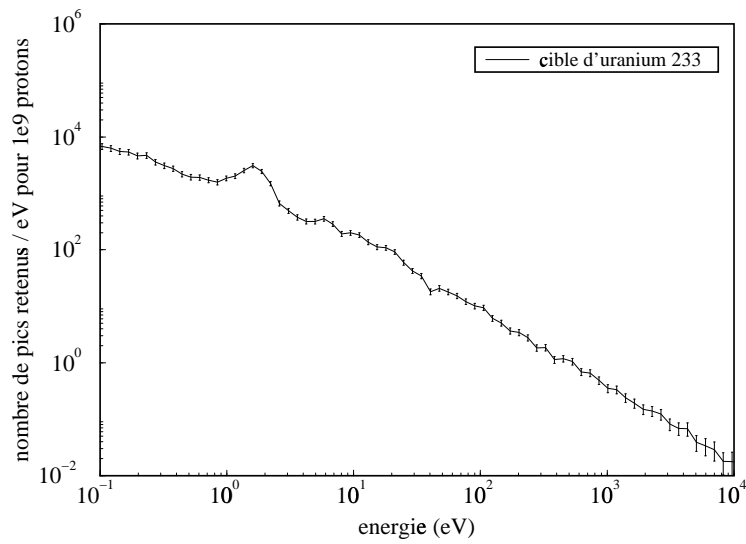


FIG. 3.12 – *Spectre différentiel en énergie $\epsilon n(E)$ obtenu avec une cible de ^{233}U .*

3.3 Conclusion

L'objectif très ambitieux, que nous nous étions fixé, de déterminer expérimentalement le flux de neutrons sur une gamme d'énergie comprise entre $0,1\text{ eV}$ et quelques MeV , avec un seul type de détecteur, ne peut pas être atteint du fait de l'échec de la méthode des coïncidences (cf. section 3.1).

Les propriétés de transport des neutrons dans le plomb assurent, cependant, la détermination expérimentale du flux des neutrons d'énergie inférieure à 10 keV (cf. section 3.2). Cette gamme d'énergie couvre quatre ordres de grandeur et représente la région d'intérêt physique pour la validation du concept TARC : les résonances principales des sections efficaces de capture (n, γ) de l'ensemble des matériaux à transmuter se situent sur cet intervalle d'énergie. La gamme des énergies supérieures à 10 keV est couverte, par ailleurs, par le détecteur ${}^3\text{He}$ à ionisation [24].

Chapitre 4

Détermination expérimentale du flux de neutrons en fonction de l'énergie

4.1 Calcul du flux de neutrons en fonction de l'énergie

Pour chaque expérience réalisée avec un détecteur Si , le nombre $dn(E)$ des neutrons d'énergie E qui interagissent avec les N atomes de la cible employée est donné par :

$$dn(E) = N \cdot \sigma(E) \cdot \phi(E) \cdot dE \quad (4.1)$$

La probabilité d'interaction est représentée par la section efficace $\sigma(E)$ associée. Le flux différentiel $\phi(E)$ indique le nombre de neutrons par cm^2 et par unité d'énergie dE .

Les données enregistrées par les détecteurs Si sont stockées sous la forme de spectres différentiels en énergie $n(E)$ (cf. section 3.2) ; $dn(E) = n(E) dE$. Il apparaît ainsi que le flux différentiel $\phi(E)$ représente l'unique grandeur physique indéterminée de la relation 4.1, cependant, il ne peut être extrait directement de cette relation. En effet, les propriétés de transport des neutrons dans le plomb (cf. partie I chapitre 1), mises à contribution pour déterminer les spectres différentiels en énergie à partir des spectres différentiels en temps, entraînent un élargissement des résonances en énergie qui n'est pas pris en compte par la section efficace $\sigma(E)$ des tables ; cet élargissement des résonances en énergie est visible sur la figure 3.12 obtenue pour une cible de ^{233}U . La détermination expérimentale du flux différentiel en énergie $\phi(E)$ nécessite par conséquent l'utilisation d'une technique particulière qui prend en compte cette convolution.

La relation liant l'énergie E de chaque neutron à son temps de détection t est traduite, dans son intégralité, par la fonction de convolution $C(t | E)$ (cf. partie I section 3.3) ; l'énergie moyenne \bar{E} associée au temps t est déterminée par $\bar{E} = \frac{K}{(t+t_0)^2}$. Le spectre différentiel en

temps $n(t)$ est par conséquent entièrement déterminé à partir du spectre différentiel en énergie $n(E)$:

$$n(t) = \int_0^\infty n(E) \cdot C(t | E) \cdot dE \quad (4.2)$$

Compte tenu des relations 4.1 et 4.2, le spectre différentiel en temps $n(t)$ s'exprime directement en fonction de la section efficace des tables $\sigma(E)$ et du flux différentiel en énergie $\phi(E)$:

$$n(t) = N \cdot \int_0^\infty \sigma(E) \cdot \phi(E) \cdot C(t | E) \cdot dE \quad (4.3)$$

Nous faisons l'hypothèse d'un flux lentement variable dans la gamme d'énergie d'intérêt comprise entre 0,1 eV et 10 keV en considérant la variation au premier ordre, en $\frac{1}{E}$, du flux différentiel $\phi(E)$ dans le plomb (cf. section 4.5). La grandeur $\phi(E) E$ est alors lentement variable et il devient possible d'écrire :

$$n(t) \approx N \cdot \phi(\bar{E}) \cdot \bar{E} \cdot \int_0^\infty \frac{\sigma(E)}{E} \cdot C(t | E) \cdot dE \quad (4.4)$$

Compte tenu de la relation 4.4, le flux différentiel en énergie $\phi(\bar{E})$ est déterminé expérimentalement à partir des taux de transmutation différentiels en temps $n(t)$:

$$\phi(\bar{E}) = \frac{n(t)}{N \cdot \bar{E} \cdot \bar{\sigma}_t(\bar{E})} \quad (4.5)$$

La section efficace moyennée $\bar{\sigma}_t(\bar{E})$ rend compte de la dispersion de la relation liant l'énergie des neutrons à leur temps de détection dans le bloc de plomb. Elle est définie par :

$$\bar{\sigma}_t(\bar{E}) = \int_0^\infty \frac{\sigma(E)}{E} \cdot C(t | E) \cdot dE \quad (4.6)$$

La figure 4.1 présente la superposition, des sections efficaces $\sigma(E)$ extraites de la base de données JENDL 3.2 et des sections efficaces moyennées $\bar{\sigma}_t(E)$ correspondantes, des réactions : ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$, ${}^{235}\text{U}(n, f)$ et ${}^{233}\text{U}(n, f)$. L'étude de cette figure montre que le flux différentiel $\phi(E)$ peut être obtenu directement à partir de la relation 4.1 pour les mesures réalisées avec les cibles de LiF , sans nécessiter le *lissage* de la section efficace. Cependant, afin d'effectuer un traitement identique sur les différentes mesures réalisées avec les détecteurs Si , la section efficace de la réaction ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ est moyennée et le flux différentiel en énergie $\phi(E)$ est déterminé dans l'ensemble du bloc de plomb par la relation 4.5. Il est important de noter que les résultats obtenus avec

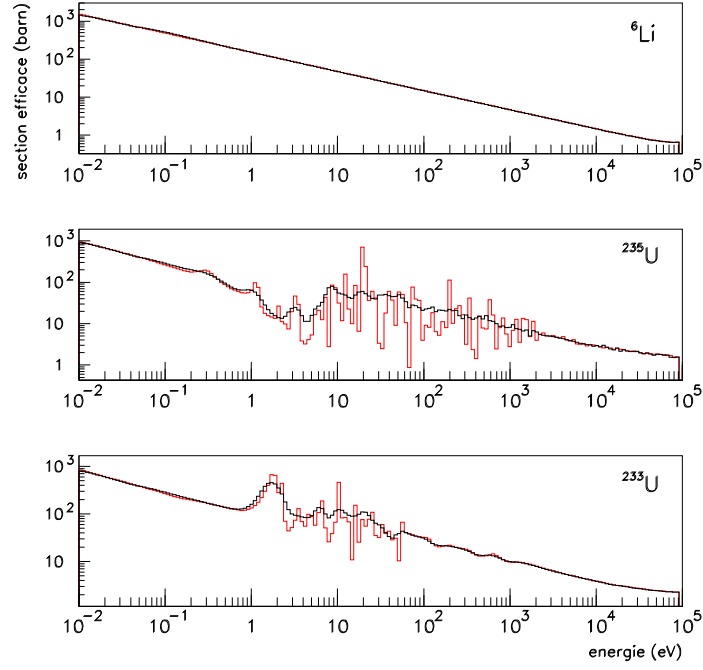


FIG. 4.1 – Sections efficaces moyennées des réactions ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$, ${}^{235}\text{U}(n,f)$ et ${}^{233}\text{U}(n,f)$.

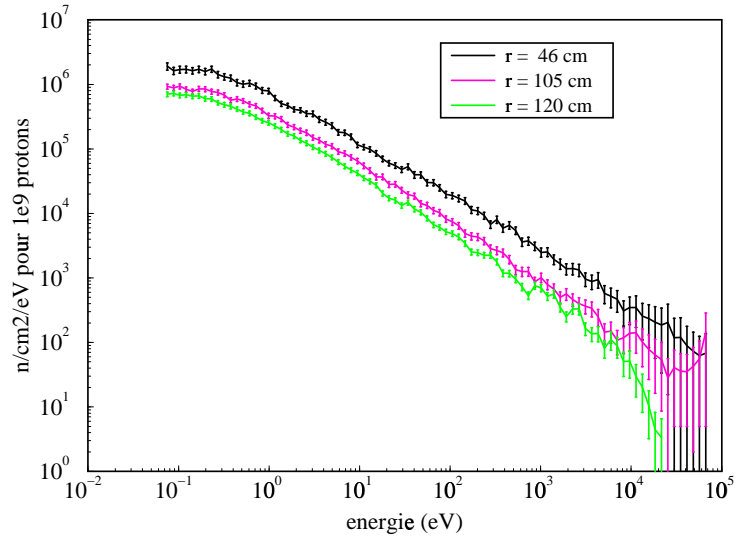


FIG. 4.2 – Flux différentiel en énergie $\phi(E)$ en fonction de la distance au centre du bloc de plomb.

les cibles de LiF et d'uranium sont similaires et valident ainsi l'hypothèse d'un flux lentement variable dans la gamme d'énergie d'intérêt. La figure 4.2 présente l'évolution du flux différentiel en énergie $\phi(E)$ en fonction de la distance au centre du bloc de plomb.

4.2 Détermination expérimentale de l'efficacité de détection

Les détecteurs Si dans leur version modifiée (cf. section 1.4) intègrent une cible d'uranium. L'avantage d'utiliser une telle cible est de permettre la détermination du flux de neutrons sans avoir à connaître au préalable l'efficacité géométrique de détection des jonctions silicium ni même la quantité exacte d'uranium qui compose la cible.

Pour une cible d'uranium naturel, le nombre réel de fissions $dn_f(E)$ dans l'intervalle d'énergie dE dépend uniquement du nombre N_5 d'atomes de ^{235}U :

$$dn_f(E) = N_5 \cdot \sigma_f(E) \cdot \phi(E) \cdot dE \quad (4.7)$$

Le nombre \mathcal{A}_α de particules α , de désintégration spontanée de l'uranium naturel, émises par seconde, dans un angle solide de 4π , pour un nombre total N d'atomes, est donné par :

$$\mathcal{A}_\alpha = \lambda_4 \cdot N_4 + \lambda_5 \cdot N_5 + \lambda_8 \cdot N_8 \quad (4.8)$$

$$= N \cdot (\lambda_4 \cdot c_4 + \lambda_5 \cdot c_5 + \lambda_8 \cdot c_8) \quad (4.9)$$

Les grandeurs c_i et λ_i représentent, respectivement, les abondances et les constantes de décroissance des différents isotopes de l'uranium naturel. La relation 4.7 prend la forme :

$$dn_f(E) = \frac{\mathcal{A}_\alpha \cdot c_5}{\lambda_4 \cdot c_4 + \lambda_5 \cdot c_5 + \lambda_8 \cdot c_8} \cdot \sigma_f(E) \cdot \phi(E) \cdot dE \quad (4.10)$$

| | | ^{234}U | ^{235}U | ^{238}U |
|-------------------|-----------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| c | (%) | 0,0055 | 0,72 | 99,2745 |
| $T_{\frac{1}{2}}$ | (ans) | $2,455 \cdot 10^5$ | $703,8 \cdot 10^6$ | $4,468 \cdot 10^9$ |
| λ | (s^{-1}) | $9,0 \cdot 10^{-14}$ | $3,1 \cdot 10^{-17}$ | $4,9 \cdot 10^{-18}$ |
| $\lambda \cdot c$ | (% . s^{-1}) | $4,9 \cdot 10^{-16}$ | $2,2 \cdot 10^{-17}$ | $4,9 \cdot 10^{-16}$ |

TAB. 4.1 – *Caractéristiques de décroissance radioactive des composants de l'uranium naturel.*

Il est très important de considérer les rapports $\lambda_i c_i$ car, bien que la proportion de noyaux de ^{234}U soit très faible en regard de celle des noyaux de ^{238}U : $\lambda_4.c_4 \simeq \lambda_8.c_8 \gg \lambda_5.c_5$ (cf. tableau 4.1); les activités des uraniums 234 et 238 sont bien évidemment identiques à l'équilibre puisque le premier descend du second. La relation entre la constante de décroissance λ d'un noyau et sa demi-période $T_{\frac{1}{2}}$ est donnée par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}}} \quad (4.11)$$

Lors de chaque fission, deux fragments de fission sont émis avec un angle proche de 180° . Par conséquent, le nombre $dn_f^d(E)$ de fragments de fission détectés dans chaque jonction silicium est égal au nombre $dn_f(E)$ réel de fissions corrigé de l'efficacité géométrique ϵ de la jonction silicium :

$$dn_f^d(E) = \epsilon \cdot dn_f(E) \quad (4.12)$$

Le nombre \mathcal{A}_α^d de particules α de désintégration spontanée de l'uranium détectées dans chaque jonction silicium est égal au nombre réel $\frac{\mathcal{A}_\alpha}{2}$ de ces particules α émises dans un angle solide de 2π corrigé de l'efficacité géométrique ϵ de la jonction silicium :

$$\mathcal{A}_\alpha^d = \epsilon \cdot \frac{\mathcal{A}_\alpha}{2} \quad (4.13)$$

Le nombre $dn_f^d(E)$ de fragments de fission détectés dans chaque jonction silicium s'exprime, compte tenu des relations 4.10, 4.12 et 4.13, indépendamment du nombre N d'atomes d'uranium de la cible et de l'efficacité de détection ϵ associée à chaque jonction silicium:

$$dn_f^d(E) = \frac{2 \cdot \mathcal{A}_\alpha^d \cdot c_5}{\lambda_4 \cdot c_4 + \lambda_5 \cdot c_5 + \lambda_8 \cdot c_8} \cdot \sigma_f(E) \cdot \phi(E) \cdot dE \quad (4.14)$$

La même procédure est employée avec les cibles de ^{233}U . L'expression du nombre $dn_f^d(E)$ de fragments de fission détectés dans chaque jonction silicium devient, d'après la relation 4.14:

$$dn_f^d(E) = \frac{2 \cdot \mathcal{A}_\alpha^d}{\lambda_3} \cdot \sigma_f(E) \cdot \phi(E) \cdot dE \quad (4.15)$$

Les définitions 4.14 et 4.15 devraient permettre de déterminer de manière absolue le flux différentiel $\phi(E)$ dans l'ensemble du bloc de plomb. Cependant, il est nécessaire, comme cela a été indiqué dans la section 4.1, d'utiliser une méthode à même de prendre en compte l'élargissement

des résonances occasionné par la non unicité de la relation liant l'énergie des neutrons à leur temps de détection. Il suffit pour cela de déterminer le flux différentiel $\phi(E)$ de manière absolue en utilisant la relation 4.5 et en considérant :

$$\epsilon \cdot N_5 = \frac{2 \cdot \mathcal{A}_\alpha^d \cdot c_5}{\lambda_4 \cdot c_4 + \lambda_5 \cdot c_5 + \lambda_8 \cdot c_8} \quad (4.16)$$

$$\epsilon \cdot N_3 = \frac{2 \cdot \mathcal{A}_\alpha^d}{\lambda_3} \quad (4.17)$$

Le tableau 4.2 recense le nombre \mathcal{A}_α^d de particules α , de désintégration spontanée de l'uranium, détectées dans les jonctions silicium lors des différents comptages ; la mesure effectuée avec la cible de ^{233}U placée face à la jonction silicium du bas n'est pas très précise car elle a été effectuée à partir d'enregistrements obtenus avec un oscilloscope à mémoire.

| Cible | Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) | Jonction | α détectés (s^{-1}) |
|------------------|---|----------|---------------------------------------|
| ^{nat}U | 1000 | haut | 8,2069 |
| ^{233}U | 1000 | bas | 19000 |
| ^{233}U | 200 | bas | 4566,43 |
| ^{233}U | 200 | haut | 20819,77 |

TAB. 4.2 – Nombre de particules α de désintégration spontanée de l'uranium détectées dans les jonctions silicium.

L'efficacité géométrique de détection de chaque jonction silicium est déterminée, pour chaque point de mesure effectué avec une cible d'uranium et avec une cible de LiF , en ajustant le flux différentiel obtenu avec la cible de LiF par le flux différentiel absolu obtenu avec la cible d'uranium. L'ensemble de ces résultats est condensé dans le tableau 4.3 ; les incertitudes indiquées ne reflètent que la dispersion des mesures autour de la valeur moyenne. Une erreur systématique, estimée à 6 % et liée à la méthode d'ajustement des spectres, porte sur la détermination expérimentale de ces efficacités.

| | Jonction du haut | Jonction du bas |
|-------------|--------------------|-------------------|
| Détecteur A | $46,51 \pm 2,04\%$ | $9,83 \pm 0,62\%$ |
| Détecteur B | $34,55 \pm 1,83\%$ | $9,02 \pm 0,51\%$ |

TAB. 4.3 – Efficacités géométriques des jonctions silicium.

4.3 Erreurs systématiques

La détermination du flux de neutrons et de l'incertitude associée dans l'ensemble du bloc de plomb est très importante pour assurer une estimation fondée du taux de transmutation du ^{99}Tc . Voici la liste des erreurs systématiques qui portent sur la détermination expérimentale du flux de neutrons :

- L'erreur systématique relative portant sur la détermination de l'intensité I du faisceau de protons est estimée à 5 %; cette estimation est détaillée dans [17, 18].
- L'erreur statistique portant sur la détermination du nombre \mathcal{A}_α^d de particules α , de désintégration spontanée de l'uranium, détectées dans les jonctions silicium engendre une erreur systématique sur l'analyse des données. Le nombre $\mathcal{A}_\alpha^d = 276407$, le plus faible retenu, conduit à une erreur systématique relative de 0,2 %.
- L'ajustement des flux différentiels effectué pour déterminer l'efficacité de détection de chaque jonction silicium est la source d'une erreur systématique relative estimée à 6 % (cf. section 4.2).

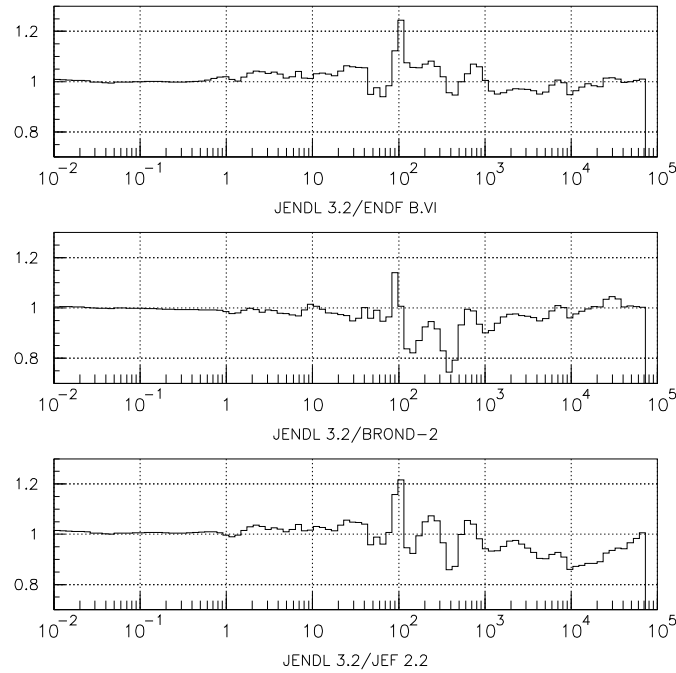


FIG. 4.3 – Comparaison des sections efficaces de fission $^{233}\text{U}(n, f)$ de quatre bases de données.

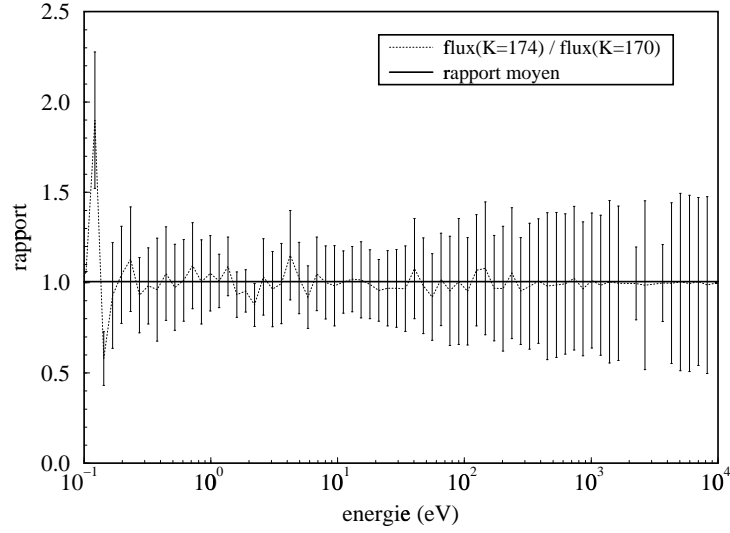


FIG. 4.4 – Incidence du paramètre caractéristique K sur la détermination expérimentale du flux : le rapport $\frac{\phi_{K=174}(E)}{\phi_{K=170}(E)}$ est ajusté par une droite.

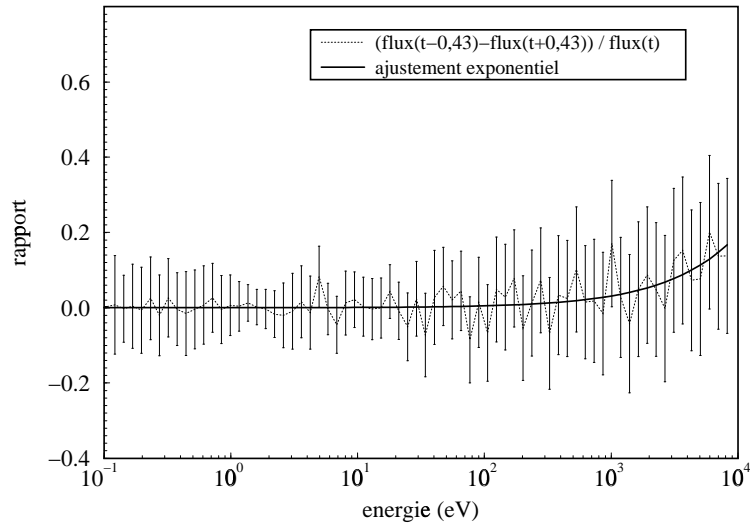


FIG. 4.5 – Répercussion de l'incertitude liée à la détermination du temps t sur la mesure expérimentale du flux : le rapport $\frac{\phi_{t-0,43}(E)-\phi_{t+0,43}(E)}{\phi_t(E)}$ est ajusté par une exponentielle.

- Le choix de la base de données des sections efficaces de fission de l’uranium engendre une erreur systématique relative pouvant aller jusqu’à 25 % dans la gamme d’énergie comprise entre 100 eV et 100 keV . La figure 4.3 présente les rapports des sections efficaces de fission de ^{233}U des bases de données JENDL 3.2, ENDF/B.VI, JEF 2.2 et BROND 2 ; les sections efficaces sont moyennées (cf. définition 4.6).
- L’application du masque en amplitude (cf. section 2.3) lors de la sélection des données est responsable d’une erreur systématique relative de 6 %. La part imputée aux empilements de particules α et de tritons est de 5 %. Le 1 % restant est attribué au choix même des bornes du masque.
- Le paramètre caractéristique K du bloc de plomb est défini expérimentalement dans la section 4.3 de la partie III par : $K = 172 \pm 2 \text{ keV} \cdot \mu s^2$. La très faible variation du rapport des flux différentiels $\phi_{K=170}(E)$ et $\phi_{K=174}(E)$, présenté sur la figure 4.4, résulte de l’utilisation de sections efficaces moyennées : l’effet du paramètre caractéristique K sur ces sections efficaces compense celui qui porte sur les spectres différentiels de neutrons.
- L’incertitude portant sur la détermination du temps t de détection des neutrons dépend de l’incertitude estimée à 0,43 μs qui porte sur la détermination de l’origine des temps (cf. section 2.5) et de l’erreur de un demi-canal dû à l’échantillonnage du temps par le flash ADC. Cette incertitude sur la détermination du temps est la source d’une incertitude systématique portant sur la forme du flux différentiel en fonction de l’énergie (cf. figure 4.5).
- Enfin nous considérons que l’incertitude portant sur le positionnement des détecteurs Si dans le bloc de plomb est de 2 cm .

L’incertitude systématique relative totale $\frac{\delta_{sys}\phi(E)}{\phi(E)}$ liée à la détermination expérimentale du flux différentiel $\phi(E)$ des neutrons dans l’ensemble du bloc de plomb est donc estimée à 15%.

4.4 Incidence de l’énergie cinétique des protons

Les détecteurs Si ont été utilisés avec un faisceau de protons de quantité de mouvement $p = 3,568 \text{ GeV}/c$ et avec un faisceau de protons de quantité de mouvement $p = 2,499 \text{ GeV}/c$. La relation liant l’énergie cinétique T des protons à leur quantité de mouvement p est donnée par :

$$T = \sqrt{p^2 \cdot c^2 + m_p^2 \cdot c^4} - m_p \cdot c^2 \quad (4.18)$$

où m_p représente la masse d’un proton. Les énergies cinétiques correspondantes des protons de ces deux faisceaux sont ainsi $T = 2,75 \text{ GeV}$ et $T = 1,73 \text{ GeV}$.

Le tableau 4.4 regroupe les rapports moyens M_ϕ de flux différentiels obtenus au même emplacement dans le bloc de plomb mais avec des énergies de faisceau différentes. Le rapport des flux différentiels est ajusté, entre 0,5 eV et 5 keV, par une droite indépendante de l'énergie :

$$M_\phi = \left\langle \frac{\phi_{3,5 \text{ GeV}/c}(E)}{\phi_{2,5 \text{ GeV}/c}(E)} \right\rangle \quad (4.19)$$

| Trou | z (cm) | r (cm) | Rapport des flux M_ϕ | δM_ϕ |
|------|----------|----------|---------------------------|---------------------|
| 3 | 37,5 | 40 | 1,424 | $3,8 \cdot 10^{-2}$ |
| 10 | 7,5 | 46 | 1,485 | $3,0 \cdot 10^{-2}$ |
| 10 | 7,5 | 46 | 1,480 | $3,0 \cdot 10^{-2}$ |
| 5 | 7,5 | 60 | 1,424 | $3,6 \cdot 10^{-2}$ |
| 8 | 7,5 | 120 | 1,389 | $3,2 \cdot 10^{-2}$ |

TAB. 4.4 – Rapport des flux différentiels obtenus avec un faisceau de protons $p = 2,499 \text{ GeV}/c$ et un faisceau de protons $p = 3,568 \text{ GeV}/c$.

La figure 4.6 montre l'ajustement du rapport des flux différentiels déterminés expérimentalement dans le trou 10 à la position $z = 7,5 \text{ cm}$. L'incertitude δM_ϕ reportée dans le tableau 4.4 ne représente que l'erreur de la variance d'échantillonnage du spectre ajusté.

Les résultats de cette étude montrent que, pour de telles énergies de faisceau, le rapport moyen M_ϕ des flux différentiels est corrélé au rapport r_T des énergies cinétiques T des protons :

$$r_T = \frac{T_{3,5 \text{ GeV}/c}}{T_{2,5 \text{ GeV}/c}} = 1,59 \approx M_\phi \quad (4.20)$$

4.5 Comportement isoléthargique des neutrons dans le plomb

Le flux différentiel expérimental $\phi(E)$ est déterminé à partir de spectres différentiels en temps et de sections efficaces moyennées qui rendent compte de l'élargissement des résonances (cf. section 4.1). Nous avons émis, à cette occasion, l'hypothèse d'un comportement isoléthargique des neutrons dans le plomb :

$$\phi(E) \propto \frac{1}{E} \quad (4.21)$$

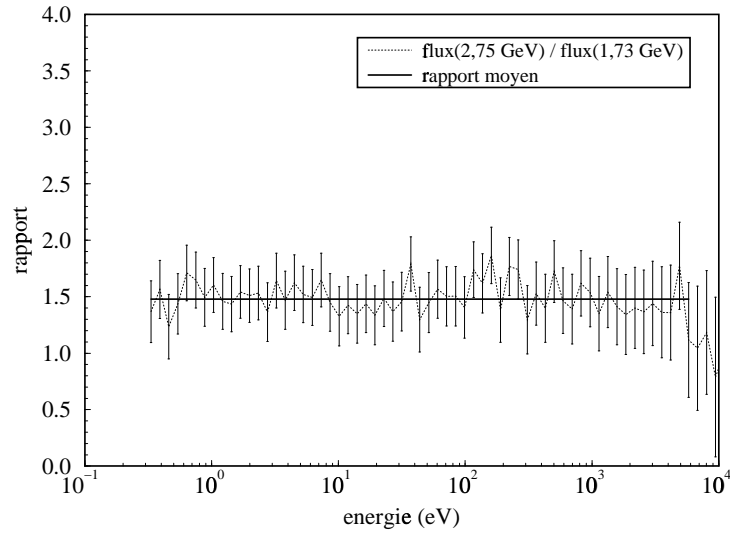


FIG. 4.6 – Rapport des flux différentiels obtenus expérimentalement avec des protons d'énergie cinétique $T = 2,75 \text{ GeV}$ et $T = 1,73 \text{ GeV}$.

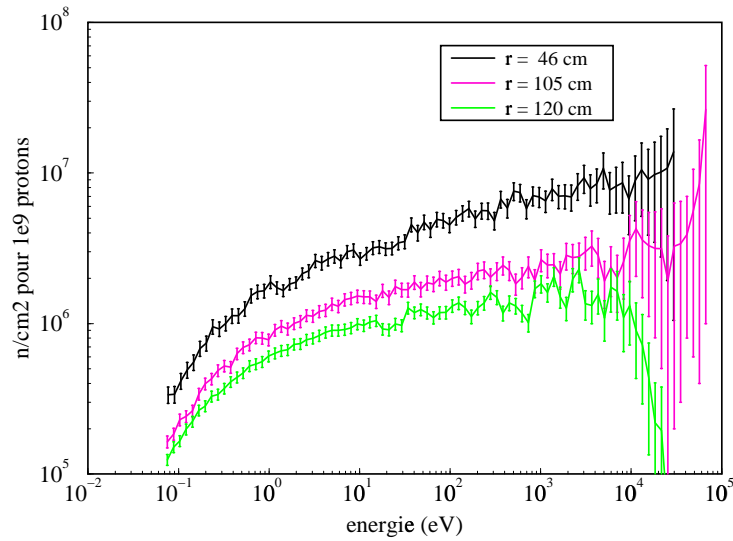


FIG. 4.7 – Comportement isoléthargique des neutrons dans le plomb. La lente variation du spectre au-dessus de 1 eV est due à l'absorption des neutrons dans le plomb. La variation plus brutale observée en-dessous de 1 eV traduit la fuite des neutrons du bloc de plomb.

Cette propriété de transport des neutrons dans le plomb est étudiée expérimentalement au travers du comportement du flux différentiel $\frac{d\phi(E)}{d \ln E}$ défini à partir du flux différentiel $\phi(E)$ par :

$$\frac{d\phi(E)}{d \ln E} = \frac{d\phi(E)}{dE} \cdot \frac{dE}{d \ln E} = E \cdot \frac{d\phi(E)}{dE} = E \cdot \phi(E) \quad (4.22)$$

Le comportement isoléthargique des neutrons dans le plomb se reflète dans la faible déviation du spectre différentiel $\frac{d\phi(E)}{d \ln E}$ par rapport à l'axe des énergies ; la figure 4.7 illustre cette observation. L'augmentation généralement observée, entre 0,1 eV et 10 keV, de 30 à 50 unités du flux différentiel $\frac{d\phi(E)}{d \ln E}$, confirme ce comportement et valide expérimentalement la variation au premier ordre, en $\frac{1}{E}$, du flux différentiel $\phi(E)$.

4.6 Répartition spatiale des neutrons dans le bloc de plomb

Le concept TARC est basé sur la traversée des résonances des sections efficaces de capture neutronique des matériaux à transmuter par des neutrons ralentis progressivement dans le plomb (cf. partie I section 1.4). Le taux de transmutation étant directement lié au nombre de neutrons, il est nécessaire d'étudier le comportement spatial du flux différentiel des neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb. Nous considérons, dans un premier temps, une symétrie cylindrique dont l'axe de rotation est l'axe du faisceau de protons. Une symétrie sphérique sera envisagée par la suite.

La figure 4.9 représente la distribution du flux différentiel des neutrons d'énergie 1 eV le long du trou 10 ($\rho = 45$ cm). De manière plus générale, une série de distributions notées $\phi_{E,\rho}(z)$ est obtenue en réalisant des coupes, en énergie E , à la distance radiale ρ , en fonction de la position z le long de l'axe du faisceau. Chacune de ces distributions est ajustée par une gaussienne de la forme :

$$\bar{\phi}_{E,\rho}(z) = A_{E,\rho} \cdot \exp\left(\frac{(z - z_{E,\rho})^2}{2 \cdot \sigma_{E,\rho}^2}\right) \quad (4.23)$$

Cet ajustement permet de déterminer, à la distance radiale ρ et à l'énergie E , le maximum $A_{E,\rho}$ du flux différentiel $\phi_{E,\rho}(z)$ ainsi que la position $z_{E,\rho}$ de ce maximum le long de l'axe du faisceau.

À partir des fonctions ajustées $\bar{\phi}_{E,\rho}(z)$, il est possible de suivre l'évolution du maximum $A_{E,\rho}$ du flux différentiel $\phi_{E,\rho}(z)$ des neutrons d'énergie E , en fonction de la distance radiale ρ ; la figure 4.9 est obtenue pour des neutrons d'énergie 1 eV. Le comportement gaussien observé conduit à l'ajustement du paramètre $A_E(\rho)$ par la fonction :

$$\bar{A}_E(\rho) = A_E \cdot \exp\left(\frac{(\rho - \rho_E)^2}{2 \cdot \sigma_E^2}\right) \quad (4.24)$$

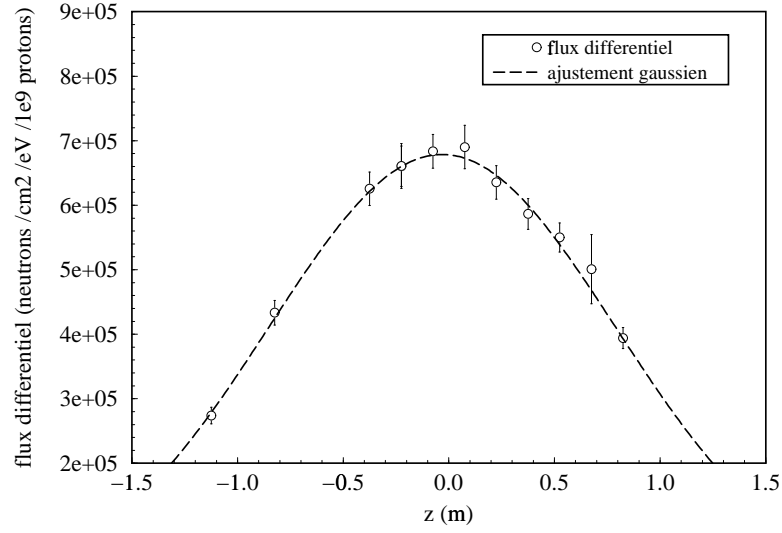


FIG. 4.8 – *Distribution de la valeur du flux différentiel des neutrons d'énergie 1 eV le long du trou 10.*

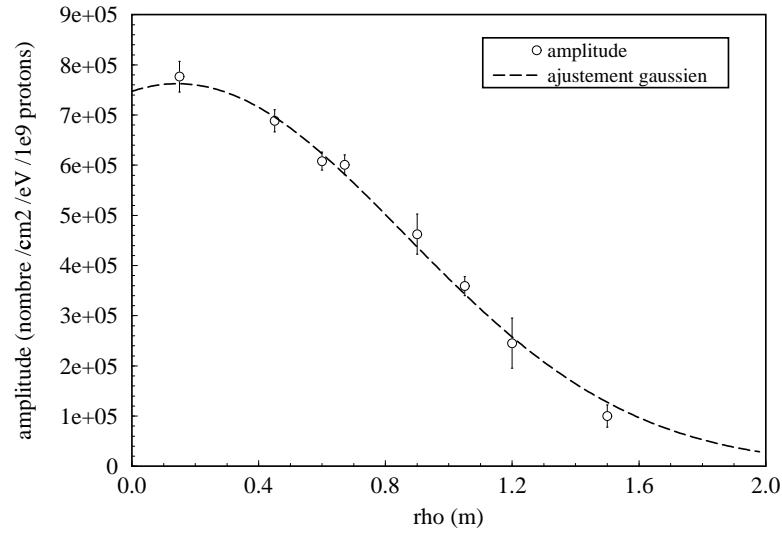


FIG. 4.9 – *Distribution de l'amplitude maximale du flux différentiel des neutrons d'énergie 1 eV en fonction de la distance radiale ρ .*

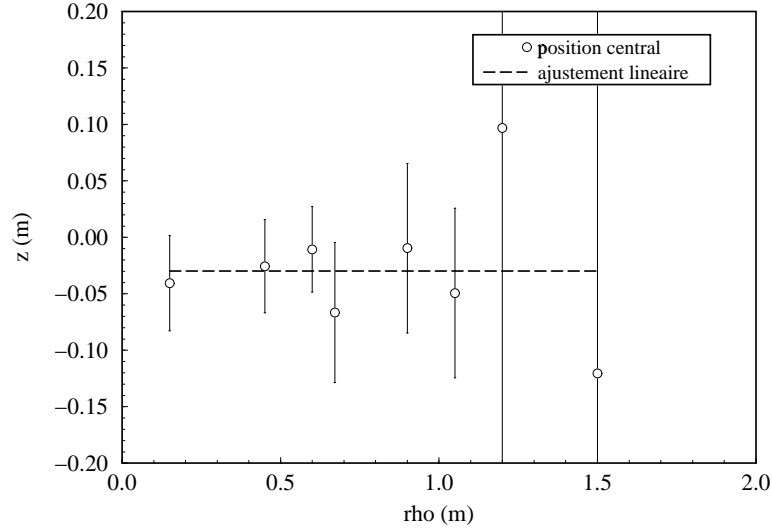


FIG. 4.10 – *Distribution de la position z liée à l'amplitude maximale du flux différentiel des neutrons d'énergie 1 eV en fonction de la distance radiale ρ .*

Les ajustements réalisés en ρ (cf. définition 4.23) et en z (cf. définition 4.24) attestent expérimentalement du comportement gaussien du flux différentiel des neutrons d'énergie E le long du faisceau de protons et le long de l'axe radial.

L'étude attentive de la figure 4.8 montre que la position $z_{E,\rho}$ du maximum de la gaussienne $\bar{\phi}_{E,\rho}(z)$ ajustant au mieux le flux différentiel des neutrons d'énergie 1 eV le long du trou 10 n'est pas égale à 0 et que par conséquent le centre de la source des neutrons de spallation peut ne pas se superposer avec le centre géométrique du bloc de plomb. Le paramètre $z_E(\rho)$ est ajusté, en fonction de la distance radiale ρ , par la fonction plate :

$$\bar{z}_E(\rho) = z_E \quad (4.25)$$

La figure 4.10 obtenue avec des neutrons d'énergie 1 eV reflète le comportement généralement observé sur l'ensemble de la gamme d'énergie d'intérêt : le nombre maximum des neutrons d'énergie E est situé sur l'axe du faisceau de protons à $z \sim -3 \text{ cm}$.

Une symétrie sphérique est maintenant considérée : différentes coupures en énergie de l'ensemble des flux différentiels déterminés expérimentalement avec les détecteurs *Si* sont portées, en fonction de la distance r au centre du bloc de plomb, sur la figure 4.11 ; l'énergie cinétique des protons incidents est de 2,75 GeV, les distances r négatives correspondent à des z négatifs.

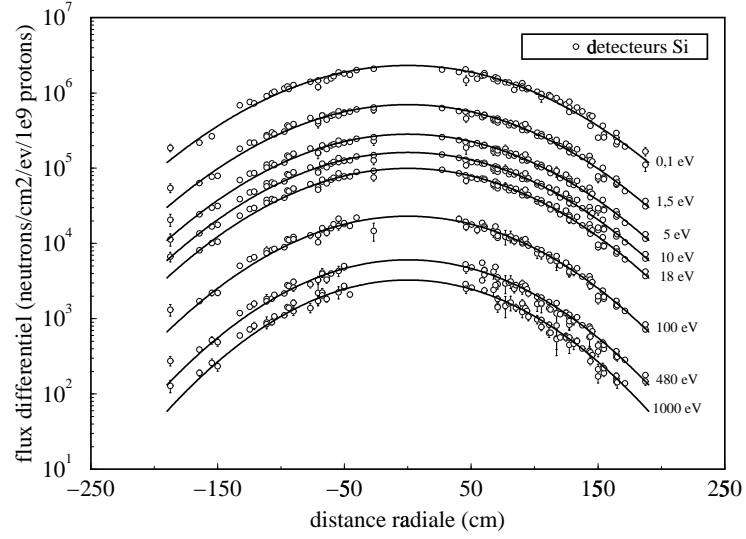


FIG. 4.11 – *Flux différentiel expérimental en fonction de la distance au centre du bloc de plomb pour des protons incidents de 3,5 GeV/c.*

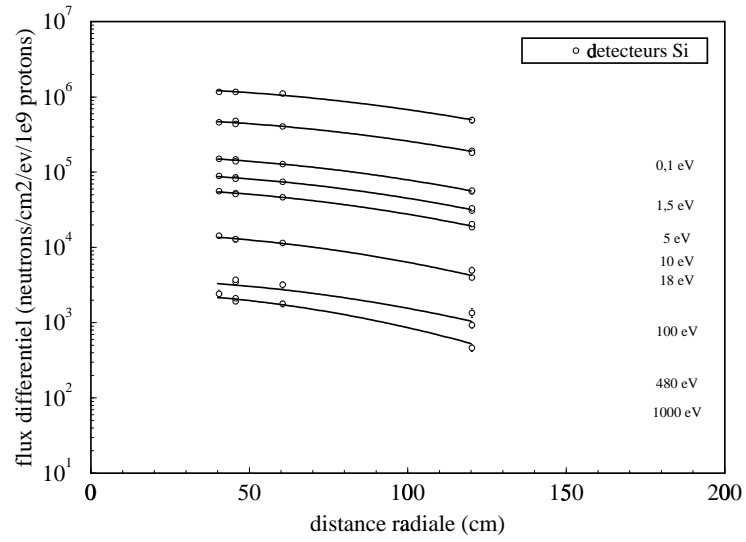


FIG. 4.12 – *Flux différentiel expérimental en fonction de la distance au centre du bloc de plomb pour des protons incidents de 2,5 GeV/c.*

Chaque flux différentiel $\phi_E(r)$ des neutrons d'énergie E est ajusté par une gaussienne :

$$\bar{\phi}_E(r) = A_E \cdot \exp\left(\frac{(r - r_E)^2}{2 \cdot \sigma_E^2}\right) \quad (4.26)$$

La figure 4.12 présente les résultats expérimentaux, moins nombreux, obtenus avec des protons incidents de $1,73 \text{ GeV}$. L'approche sphérique, à l'image de l'approche cylindrique, met en évidence un léger décalage entre le centre géométrique du bloc de plomb et le maximum du flux différentiel : les gaussiennes définies par 4.26 sont centrées sur $z \sim -1 \text{ cm}$.

Il ressort de cette étude que le flux différentiel déterminé à z positif ne peut pas être substitué par celui obtenu à z négatif dans le même trou de mesure et que la dépendance spatiale du flux différentiel est à rapprocher d'une géométrie sphérique, dans un rayon de $1,5 \text{ m}$.

4.7 Modèle physique

Le flux différentiel en énergie des neutrons en un point du bloc de plomb est fonction : de l'énergie cinétique des protons incidents (cf. section 4.4) et du positionnement de ce point par rapport à la source des neutrons de spallation (cf. section 4.6).

Le flux différentiel en énergie $\bar{\phi}(E, r)$ des neutrons, à la distance r d'une source considérée monoénergétique E_0 et ponctuelle placée dans un milieu infini, s'exprime [40], compte tenu de la théorie de l'âge de Fermi :

$$\bar{\phi}(E, r) = \frac{a}{E u^{3/2}} \exp\left(-\frac{b r^2}{u}\right) \exp\left(-\frac{c}{\sqrt{E}}\right) \quad \text{avec} \quad u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \quad (4.27)$$

Le terme exponentiel en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ rend compte de l'absorption des neutrons dans le milieu. Le coefficient a est une constante dépendante de la distance r . Le coefficient b est fonction du libre parcours moyen λ et de la perte moyenne de léthargie par collision ξ des neutrons dans le milieu :

$$b = \frac{3\xi}{4\lambda^2} \quad (4.28)$$

Les coefficients b et c de la relation 4.27 sont déterminés numériquement [40] pour des neutrons d'énergie inférieure au keV diffusant dans un milieu homogène de plomb. Pour une énergie E exprimée en eV :

$$b = 9,43 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \quad \text{et} \quad c = 0,5 \text{ eV}^{\frac{1}{2}} \quad (4.29)$$

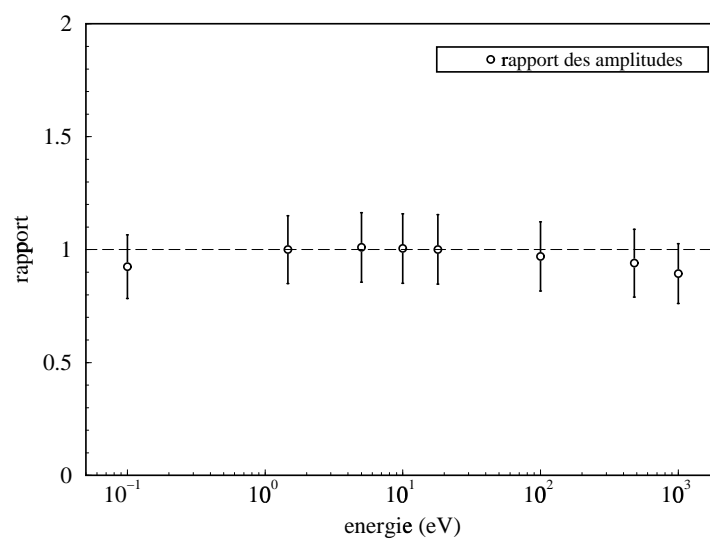


FIG. 4.13 – *Rapport des amplitudes expérimentales et théoriques.*

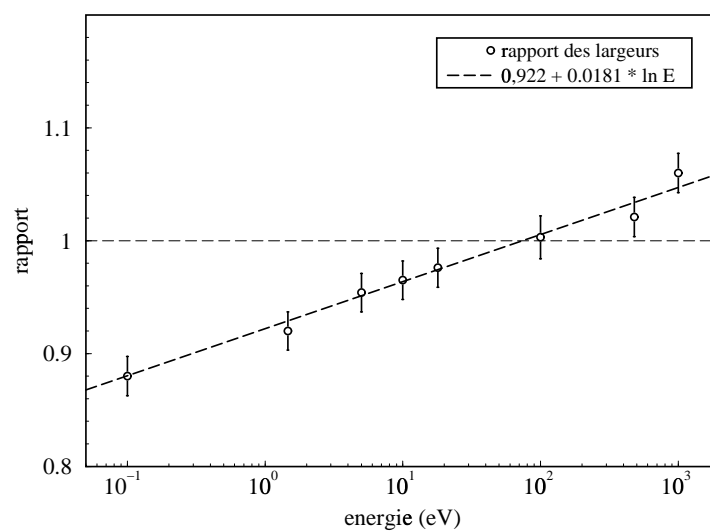


FIG. 4.14 – *Rapport des largeurs expérimentales et théoriques.*

Pour comparer ce modèle physique aux résultats expérimentaux obtenus avec les détecteurs Si , nous supposons l'énergie moyenne $E_0 = 2 \text{ MeV}$ des neutrons de spallation produits par l'injection du faisceau de protons dans le bloc de plomb (cf. partie I figure 3.1). Pour chaque énergie E , l'amplitude $A_E^{th.}$ et la largeur $\sigma_E^{th.}$, de la gaussienne définie par 4.27 en fonction de la distance radiale r , sont déterminées par :

$$A_E^{th.} = \frac{a}{E u^{3/2}} \exp\left(-\frac{c}{\sqrt{E}}\right) \quad \text{et} \quad \sigma_E^{th.} = \sqrt{\frac{u}{2b}} \quad (4.30)$$

La figure 4.13 montre le rapport de l'amplitude A_E déterminée par la relation 4.26 et de l'amplitude $A_E^{th.}$ obtenue à partir de la théorie de l'âge de Fermi (cf. définition 4.30) ; les barres d'erreur proviennent de l'erreur systématique de 15 % qui porte sur la détermination expérimentale du flux différentiel (cf. section 4.3). La figure 4.14 présente le rapport des largeurs σ_E et $\sigma_E^{th.}$ des gaussiennes associées ; les barres d'erreur sont estimées à 2 %.

L'analyse des figures 4.13 et 4.14 montre que la fonction analytique définie par 4.27 est à même d'ajuster le flux différentiel $\phi(E, r)$ dans l'ensemble du bloc de plomb. Les faiblesses observées, quant à la reproduction exacte de l'amplitude et de la largeur du flux différentiel des neutrons d'énergie E par la théorie de l'âge de Fermi, proviennent des conditions expérimentales des mesures : le bloc de plomb est fini, il contient des impuretés, la source de spallation est étendue spatialement et distribuée en énergie. Dans le but de réduire la quantité très importante des données expérimentales et pour coller au plus près de la réalité, le flux différentiel $\phi(E, r)$ est par conséquent ajusté librement par la fonction analytique 4.27.

4.8 Cohérence des résultats

Les mesures expérimentales réalisées avec le détecteur 3He à scintillation [21], les détecteurs Si et les feuilles d'activation [22] sont comparées aux résultats des simulations réalisées avec le code Monte Carlo développé par le groupe du CERN [13] ; il a été vérifié que le flux de neutrons n'est pas perturbé localement de manière significative par les détecteurs Si , une modélisation fidèle de ces détecteurs a été effectuée (cf. figure 4.19). Les figures 4.15 et 4.16 sont obtenues, respectivement, avec des faisceaux de protons de $3,5 \text{ GeV}/c$ et de $2,5 \text{ GeV}/c$. Le flux différentiel en énergie est présenté en fonction de la distance radiale r au centre du bloc de plomb. Pour les différentes coupures en énergie E , l'ajustement spatial des résultats des simulations est réalisé par une fonction gaussienne (cf. définition 4.26).

La cohérence des différentes mesures expérimentales et des résultats des simulations est très forte sur l'intervalle d'énergie compris entre $0,1 \text{ eV}$ et 10 keV . Afin de pousser plus avant la

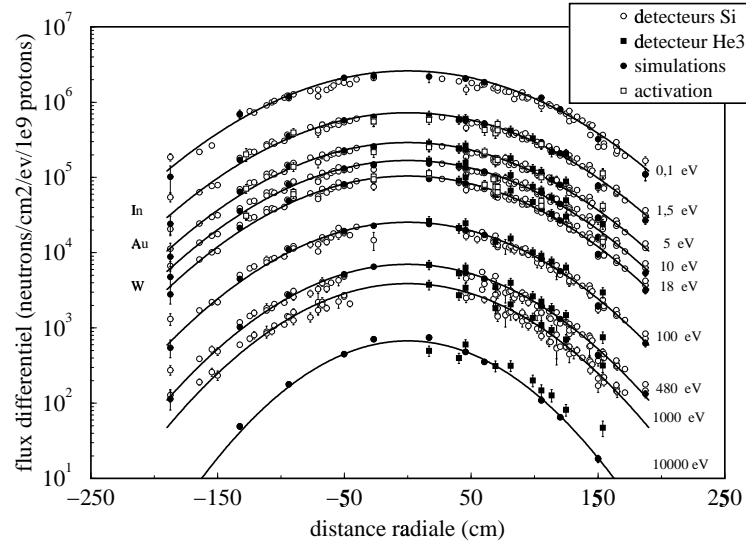


FIG. 4.15 – *Flux différentiel pour des protons incidents de 3,5 GeV/c.*

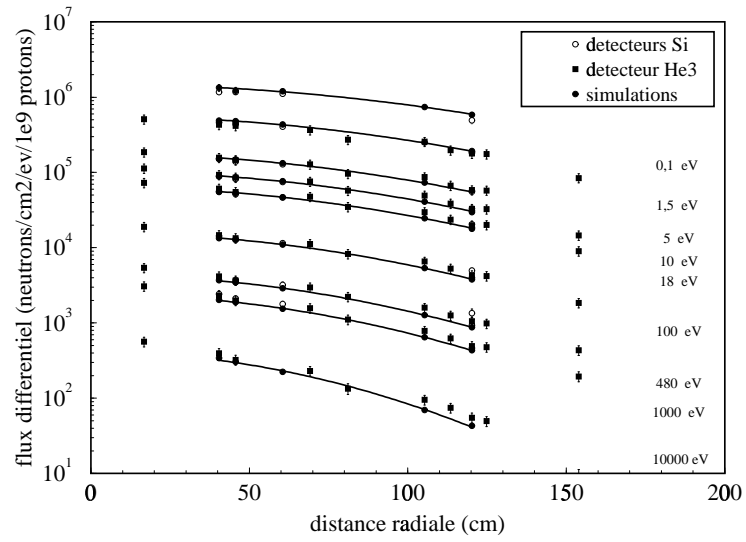


FIG. 4.16 – *Flux différentiel pour des protons incidents de 2,5 GeV/c.*

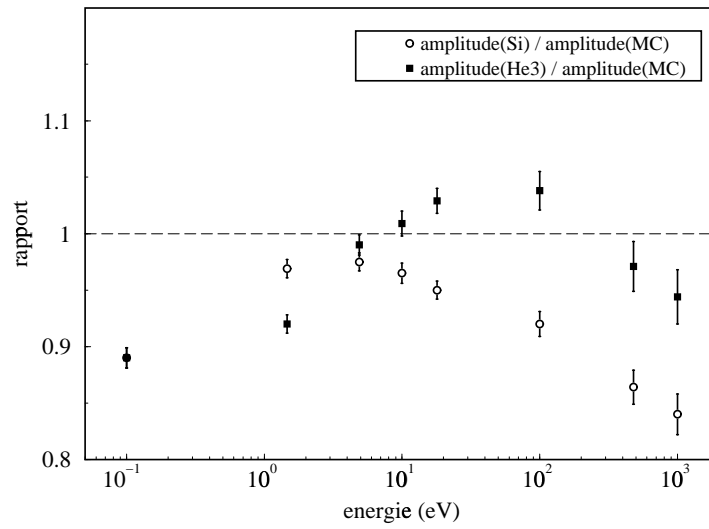


FIG. 4.17 – *Rapports des amplitudes des gaussiennes.*

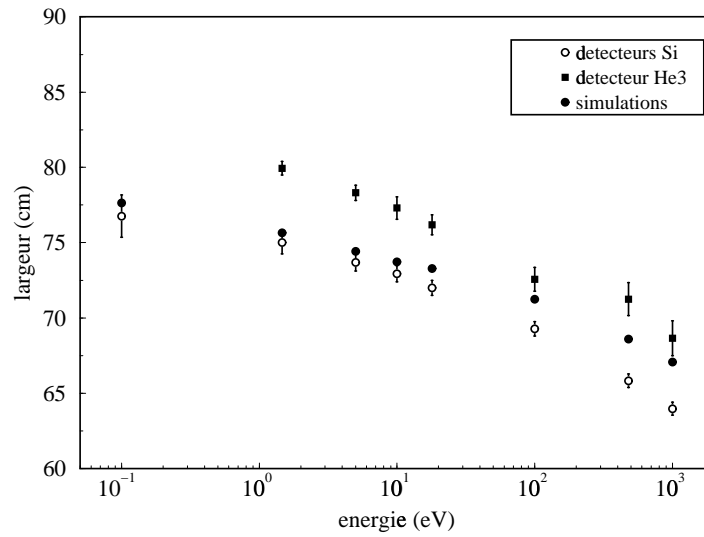


FIG. 4.18 – *Largeurs radiales des gaussiennes.*

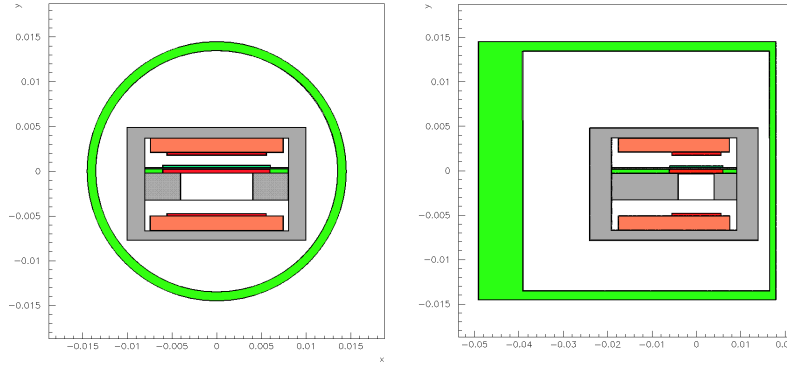


FIG. 4.19 – *Modélisation des détecteurs Si.*

comparaison, un ajustement gaussien (cf. définition 4.26) a été réalisé sur chaque ensemble de données obtenues avec des protons de $3,5 \text{ GeV}/c$. La figure 4.17 présente, en fonction de l'énergie E , les rapports $\frac{A_E(LiF)}{A_E(MC)}$ et $\frac{A_E(^3He)}{A_E(MC)}$ des amplitudes A_E des gaussiennes liées au détecteur 3He à scintillation, aux détecteurs Si et au code Monte Carlo. Les largeurs $\sigma_E(LiF)$, $\sigma_E(^3He)$ et $\sigma_E(MC)$ associées sont portées sur la figure 4.18.

4.9 Enseignements

Les détecteurs Si ont été développés dans l'espoir de déterminer expérimentalement le flux différentiel des neutrons sur une gamme d'énergie comprise entre $0,1 \text{ eV}$ et quelques MeV . Le rapport signal sur bruit très défavorable en mode coïncidence a cependant abaissé la borne supérieure de cet intervalle d'énergie à 10 keV . Plus généralement, cette étude amène les conclusions suivantes :

- Le flux différentiel en énergie des neutrons est déterminé expérimentalement de manière cohérente par l'ensemble des détecteurs développés par la collaboration de TARC sur la gamme d'énergie comprise entre $0,1 \text{ eV}$ et 10 keV .
- L'accord excellent observé entre les résultats expérimentaux et les simulations valide le code Monte Carlo développé par le groupe du CERN [13] quant à la production des neutrons de spallation et leur transport dans le bloc de plomb.
- Une fonction analytique, dérivée de la théorie de l'âge de Fermi, assure l'ajustement du flux différentiel en énergie des neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb.

Troisième partie

Détermination expérimentale des paramètres caractéristiques du bloc de plomb et du taux de transmutation en énergie

Chapitre 1

Enregistrement des données

1.1 Introduction

La détermination expérimentale des paramètres caractéristiques du bloc de plomb et du taux de transmutation en énergie est basée sur les propriétés de transport des neutrons dans un spectromètre à temps de ralentissement au plomb (cf. partie I chapitre 1).

La corrélation entre l'énergie d'un neutron et son temps de détection dans le milieu ralentisseur nous conduit à considérer la variable temps au lieu de la variable énergie plus difficile à mesurer pour des neutrons de faible énergie : le taux de transmutation en énergie est déduit de la mesure du taux de réaction de capture (n, γ) en fonction du temps (cf. chapitre 5). D'autre part, ces mesures en temps associées aux informations contenues dans les bases de données de sections efficaces de capture (n, γ) fournissent tous les éléments nécessaires à la caractérisation du bloc de plomb (cf. chapitre 4).

1.2 Détecteur CeF_3

La capture d'un neutron par un noyau est généralement suivie de l'émission de plusieurs γ prompts (de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-14} s). La détection de ces γ par l'intermédiaire d'un système composé essentiellement d'un scintillateur et d'un photomultiplicateur permet d'estimer le nombre de réactions de capture (n, γ) en fonction du temps.

Le scintillateur retenu est un fluorure de cérium CeF_3 dont les caractéristiques principales sont : deux constantes de décroissance très courtes (5 et 30 ns) qui favorisent les mesures de temps, une section efficace de capture (n, γ) très faible qui minimise le bruit de fond et une émission dans l'ultra-violet qui doit être prise en compte lors du choix du photomultiplicateur ;

les caractéristiques détaillées du scintillateur CeF_3 sont décrites dans la référence [41].

Les mesures sont réalisées avec deux ensembles de détection associant chacun un scintillateur CeF_3 d'une surface carrée de 4 cm^2 et un photomultiplicateur rapide XP-2020Q muni d'une fenêtre de quartz transparente dans le domaine de l'ultra-violet (cf. figure 1.1) ; l'épaisseur du scintillateur est de 2 mm pour le premier détecteur et de 4 mm pour le second.

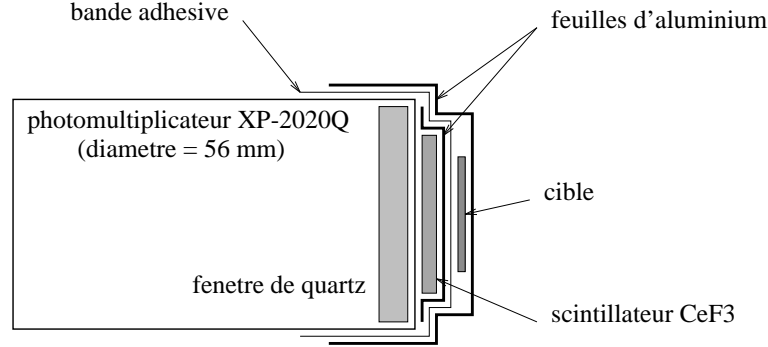


FIG. 1.1 – Description du détecteur CeF_3 .

Le contact optique entre le scintillateur CeF_3 et la photocathode du photomultiplicateur est assuré par une graisse optique (NE 588). La feuille d'aluminium, d'une épaisseur de $5\text{ }\mu\text{m}$, placée sur la face opposée du scintillateur se comporte comme un réflecteur de lumière. Le photomultiplicateur et le scintillateur sont maintenus par une bande adhésive noire qui a également pour fonction de rendre l'ensemble étanche à la lumière externe au scintillateur. Les cibles utilisées lors des différentes expériences sont placées en face du scintillateur CeF_3 , elles sont fixées avec deux fines lamelles de bande adhésive noire d'une largeur de 1 mm . Un capot d'aluminium, d'une épaisseur de $20\text{ }\mu\text{m}$, enveloppe l'ensemble composé de la cible, du scintillateur et de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur pour renforcer la protection du système de détection contre la lumière extérieure.

L'expérience montre que le blindage magnétique composé de μ métal du photomultiplicateur est une source très importante de réactions de capture (n, γ) enregistrées par le système de détection. Afin de réduire au minimum le bruit de fond associé aux mesures, nous avons décidé de retirer cette partie du photomultiplicateur.

L'efficacité ϵ de chaque détecteur CeF_3 , définie comme étant le rapport du nombre de réactions détectées sur le nombre de réactions réelles, peut être estimée à partir de simulations réalisées avec le code Monte Carlo GEANT [42]. Pour le scintillateur possédant une épaisseur

de 4 mm, l'efficacité ϵ est ainsi estimée entre 20 % et 50 % suivant la forme de la cascade γ et le seuil de détection des impulsions ; cette incertitude est très importante, elle dépend fortement de la présence de γ de basse énergie. Pour la plupart des matériaux, la cascade de désexcitation γ est très mal connue, ce qui exclut toute possibilité de déterminer l'efficacité ϵ du système de détection de manière absolue. Par contre, dans la gamme d'énergie comprise entre 1 eV et 1 keV, la capture neutronique s'effectue principalement dans l'état de moment angulaire $L = 0$, il est par conséquent raisonnable de penser que cette efficacité ne dépend pas de l'énergie du neutron.

1.3 Électronique associée

La chaîne électronique du détecteur CeF_3 , composée d'un photomultiplicateur rapide (cf. section 1.2), d'un amplificateur rapide et d'un flash ADC à mémoire (modèle V534 de CAEN), est schématisée sur la figure 1.2.

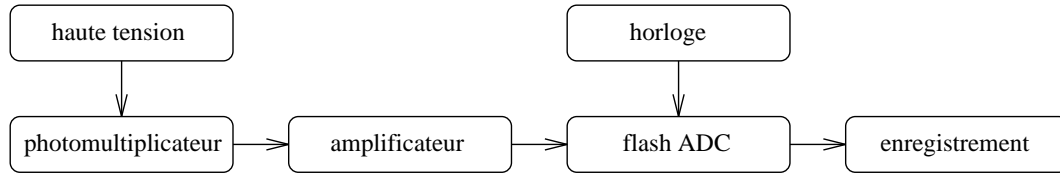


FIG. 1.2 – Schéma de principe de la chaîne électronique du détecteur CeF_3 .

Le signal rapide (de l'ordre de 50 ns) délivré par l'anode du photomultiplicateur est, dans un premier temps, amplifié par un amplificateur rapide possédant une constante d'intégration de 0,5 μs et, dans un second temps, codé sur 256 canaux en amplitude par un flash ADC à mémoire. Ce dernier possède une mémoire de 8 ko, ce qui représente la possibilité de mémoriser 8192 signaux consécutivement ; l'échantillonnage en temps des impulsions reçues par le flash ADC est commandé par une horloge externe délivrant une fréquence de 10 MHz. La figure 1.3 représente les impulsions codées par le flash ADC après l'injection d'une bouffée de protons dans le bloc de plomb ; une cible de tantale est placée devant le détecteur. Il est très intéressant de noter dès à présent qu'il est possible de discerner les résonances associées au matériau de la cible avec seulement une injection de quelques 10^7 protons dans le bloc de plomb.

1.4 Caractéristiques des cibles

Les caractéristiques des cibles utilisées avec les détecteurs CeF_3 sont regroupées dans le tableau 1.1. L'épaisseur de chaque cible a été choisie de manière à représenter entre un et deux libres parcours moyens des neutrons pour une section efficace moyenne de 1000 *barn*.

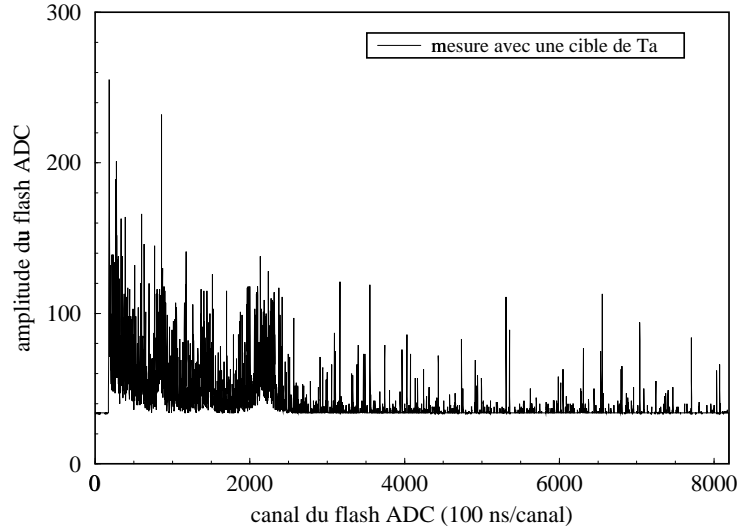


FIG. 1.3 – Enregistrement réalisé avec une cible de tantale et 10^7 protons.

| Cible | Surface | Épaisseur | Masse |
|------------------|--------------------------------------|---------------------------|--|
| Ta | $2 \times 2 = 4 \text{ cm}^2$ | $50 \text{ }\mu\text{m}$ | 332 mg |
| | $2 \times 2 = 4 \text{ cm}^2$ | $100 \text{ }\mu\text{m}$ | 664 mg |
| $TcAl$ | $2 \times 2 = 4 \text{ cm}^2$ | 1.6 mm | $86 \text{ mg (Tc) } 1.7 \text{ g (Al)}$ |
| MnO_2 (poudre) | $1.9 \times 1.9 = 3.61 \text{ cm}^2$ | 2 mm | 3.61 g |
| Au | $1.5 \times 1.5 = 2.25 \text{ cm}^2$ | $125 \text{ }\mu\text{m}$ | 549 mg |
| In | $1.5 \times 1.5 = 2.25 \text{ cm}^2$ | $500 \text{ }\mu\text{m}$ | 823 mg |
| Ag | $1 \times 1 = 1 \text{ cm}^2$ | $100 \text{ }\mu\text{m}$ | 170 mg |

TAB. 1.1 – Caractéristiques des cibles utilisées avec les détecteurs CeF_3 .

1.5 Organisation des mesures

Nous appelons *enregistrement* l'ensemble des données codées par le flash ADC qui proviennent du détecteur CeF_3 après l'injection d'une bouffée de faisceau de protons dans le bloc de plomb. Le pas en temps du flash ADC est de 100 ns pour l'ensemble des mesures analysées.

Nous désignons par *expérience* l'ensemble des enregistrements consécutifs réalisés avec la même cible et au même emplacement dans le bloc de plomb ; les expériences sont composées généralement de 500 à 2000 enregistrements.

Chapitre 2

Sélection des données

2.1 Injection des protons dans le bloc de plomb

Lors de chaque bouffée de faisceau, le signal commandant l'acquisition des données correspond à l'extraction du faisceau de protons ; un certain laps de temps est nécessaire aux protons pour parcourir la distance qui les sépare alors du centre du bloc de plomb. Cet intervalle de temps est mesurable, il correspond à la partie plate du signal enregistré par le flash ADC qui se trouve au début de l'enregistrement (cf. figure 2.1). Les données se situant avant le canal 200 sont très utiles car elles permettent de définir la ligne de base du flash ADC ainsi que l'origine des temps des neutrons.

Une analyse quantitative et qualitative du signal observé sur l'intervalle précédant l'injection des protons dans le bloc de plomb, sur un nombre important d'enregistrements, est nécessaire afin de déterminer le plus efficacement possible l'algorithme qui devra retourner l'amplitude de la ligne de base du flash ADC ainsi que l'origine des temps des neutrons pour chaque enregistrement. Il ressort de cette analyse que la ligne de base du flash ADC semble très stable, c'est à dire que les variations de l'amplitude du signal autour de la valeur moyenne sont infimes, et ce, pour l'immense majorité des enregistrements. D'autre part, il est à noter que le nombre de canaux séparant l'arrivée de la bouffée de faisceau (canal 172 sur la figure 2.1) de l'amplitude maximale du signal y faisant suite (canal 178 sur la figure 2.1) est toujours de l'ordre de 7 à 8. Il se pose alors la question de définir avec précision l'origine des temps pour les neutrons dans cet intervalle de quelques canaux.

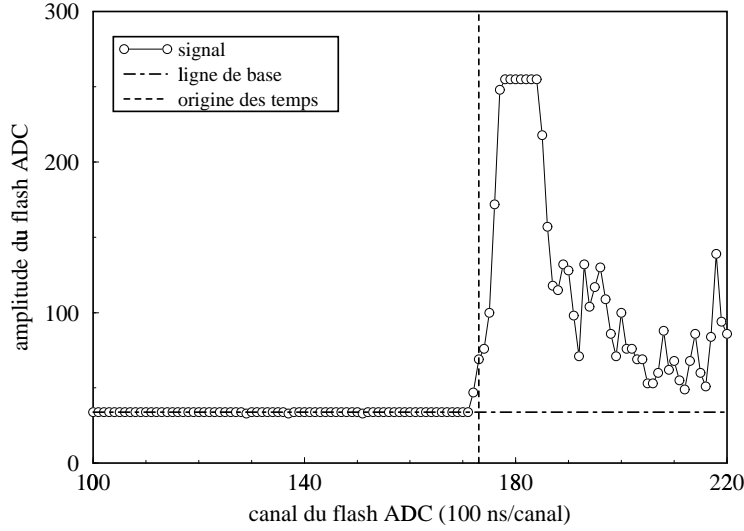


FIG. 2.1 – Détermination de l'origine des temps pour les neutrons et détermination de la ligne de base du flash ADC.

2.2 Ligne de base du flash ADC

De façon générale, la ligne de base du flash ADC est déterminée grâce à l'ajustement, par une droite d'équation : $x = cte$, des données enregistrées avant l'injection des protons dans le bloc de plomb. En fait, l'algorithme permettant de déterminer l'amplitude qui lui est associée est un peu plus perfectionné :

- Une première estimation est obtenue en effectuant la moyenne des amplitudes A_1 sur les 20 premiers canaux.
- Dans un second temps, l'algorithme parcourt les canaux à partir du canal n° 1 et recherche le premier canal c_p , pour lequel l'amplitude $A(c_p)$ associée est telle que : $A(c_p) \geq A_1 + 5$.
- Une seconde estimation est obtenue en effectuant la moyenne des amplitudes A_2 sur les c_p premiers canaux.
- Finalement, l'amplitude A_{ldb} associée à la ligne de base du flash ADC pour un enregistrement est définie en réalisant la moyenne sur tous les canaux compris entre le premier canal et le canal c_p et en excluant tous ceux pour lesquels l'amplitude $A(c)$ est telle que : $A(c) > A_2 + 5$.

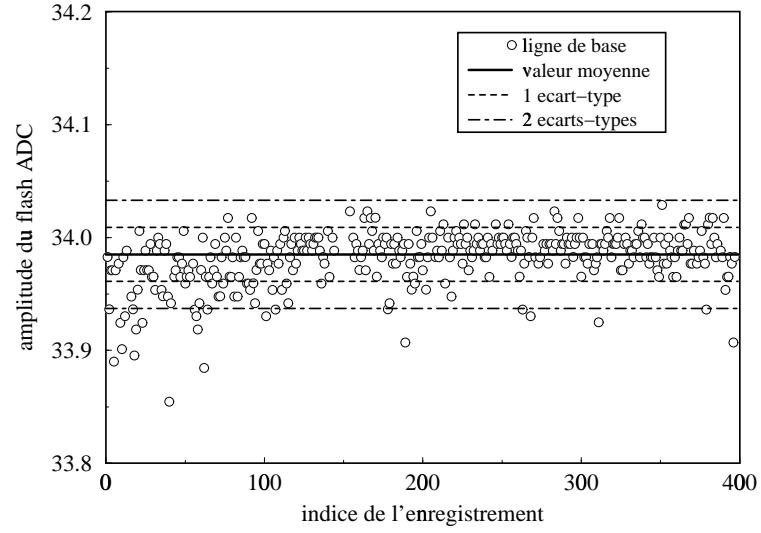


FIG. 2.2 – *Distribution de l'amplitude de la ligne de base du flash ADC de tous les enregistrements valides d'une expérience.*

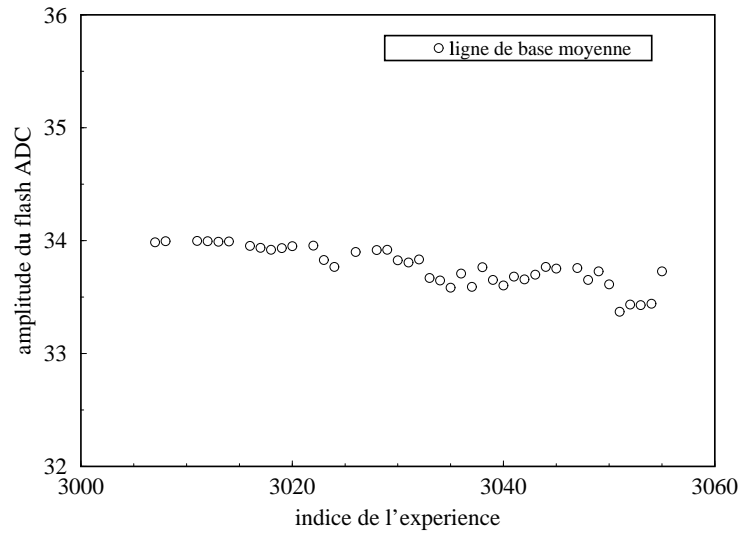


FIG. 2.3 – *Distribution de l'amplitude moyenne de la ligne de base du flash ADC pour des expériences réalisées avec les mêmes conditions de détection.*

L'algorithme décrit précédemment permet de déterminer l'amplitude A_{ldb} associée à la ligne de base du flash ADC de chaque enregistrement. Il est alors très facile de déterminer une ligne de base moyenne $\langle A_{ldb} \rangle$ du flash ADC pour une expérience. La figure 2.2 présente la distribution des lignes de base du flash ADC pour tous les enregistrements d'une expérience ayant été réalisée avec une cible de tantale. De façon plus générale, la stabilité exemplaire de la ligne de base du flash ADC au cours des enregistrements nous a conduits à ne pas effectuer de sélection sur ce critère à l'intérieur des expériences.

Il a été défini pour chaque expérience une amplitude $\langle A_{ldb} \rangle$ représentant la ligne de base moyenne du flash ADC. La figure 2.3 représente la distribution de toutes les amplitudes des lignes de base du flash ADC associées à toutes les expériences effectuées avec : le photomultiplicateur n° 1, une quantité de mouvement pour les protons de $3,5 \text{ GeV}/c$ et un pas en temps de 100 ns par canal. Encore une fois, du fait de la très forte stabilité de la ligne de base du flash ADC d'une expérience à une autre, nous avons décidé de ne pas imposer de sélection sur ce critère.

2.3 Origine des temps des neutrons

Comme il a déjà été indiqué dans la section 2.1, le premier canal d'un enregistrement ne correspond pas à l'origine des temps des neutrons se propageant dans le bloc de plomb. Par ailleurs, cette origine des temps des neutrons se situe toujours dans un intervalle de 7 à 8 canaux pour les enregistrements réalisés avec un pas en temps du flash ADC de 100 ns ; un exemple est fourni par la figure 2.1. Il est important de noter que l'augmentation du signal sur l'intervalle considéré n'est pas constante, elle suit une loi exponentielle.

Il a été décidé de placer l'origine des temps des neutrons, définie pour chaque enregistrement, au canal c_o correspondant à une augmentation au moins égale à 20 unités du signal par rapport à la ligne de base, d'amplitude A_{ldb} , telle qu'elle est définie dans la section 2.2. Une telle augmentation du signal correspond très généralement au deuxième ou au troisième canal de l'intervalle des 7 ou 8 canaux initiaux représentant le front de montée de la bouffée de faisceau. L'accès à l'origine des temps t_o des neutrons, à partir du canal c_o , est immédiat pour un pas en temps pas_t donné du flash ADC : $t_o = c_o \times pas_t$.

Il est possible de définir une origine des temps des neutrons pour chaque enregistrement et ainsi obtenir une distribution des canaux c_o associés pour chaque expérience. L'exemple d'une telle distribution est donné par la figure 2.4; il s'agit ici d'une expérience réalisée avec une cible de tantale. À l'image de ce qui est fait avec l'amplitude de la ligne de base du flash ADC, il

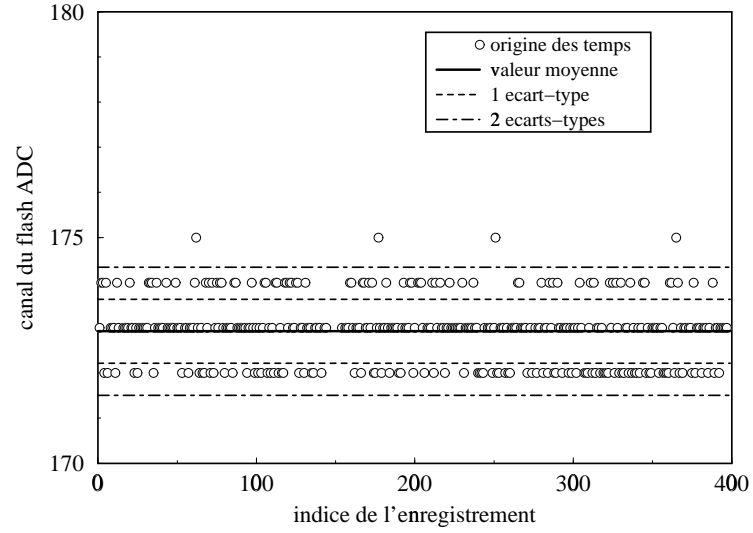


FIG. 2.4 – *Distribution du canal associé à l'origine des temps des neutrons de tous les enregistrements valides d'une expérience.*

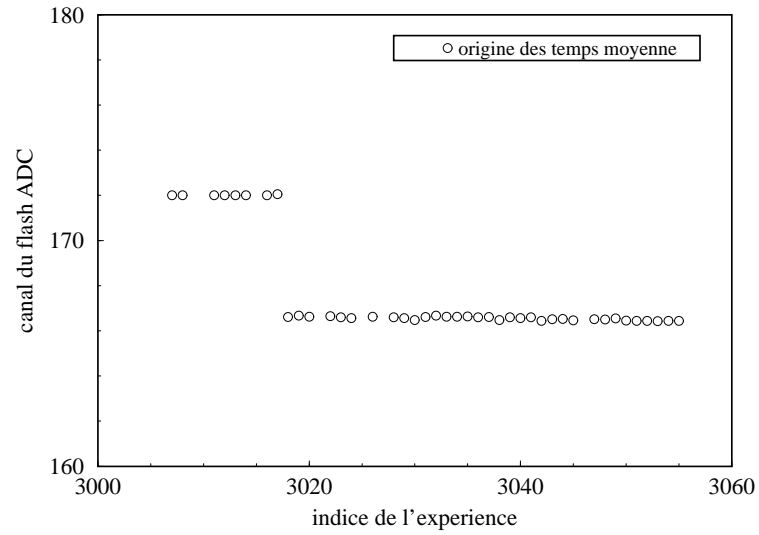


FIG. 2.5 – *Distribution de la grandeur associée à l'origine des temps moyenne pour des expériences réalisées avec les mêmes conditions de détection.*

est possible de déterminer une origine des temps moyenne $\langle t_o \rangle$ des neutrons pour chaque expérience. Dans la pratique, nous déterminons la grandeur $\langle c_o \rangle$ (associée à l'origine des temps moyenne $\langle t_o \rangle$ des neutrons) à partir de la distribution des canaux c_o (associés à l'origine des temps t_o des neutrons de chaque enregistrement) de l'expérience considérée ; la relation liant ces deux grandeurs est : $\langle t_o \rangle = \langle c_o \rangle \times pas_t$.

L'étude attentive de la figure 2.4 est très riche en enseignements, d'autant plus qu'elle traduit le comportement général des expériences dans son ensemble. Il est ainsi très intéressant de constater que la majorité des valeurs c_o définies pour chaque enregistrement sont superposées à la valeur moyenne $\langle c_o \rangle$ déterminée pour l'expérience. D'autre part, les points contenus entre un et deux écarts-types traduisent la discrétisation en temps du flash ADC. Enfin, le peu de points situés à l'extérieur de deux écarts-types est suffisamment faible pour laisser penser que la méthode employée pour déterminer l'origine des temps des neutrons est satisfaisante. Cependant, nous avons jugé nécessaire de rejeter les enregistrements pour lesquels la valeur de c_o obtenue est éloignée de plus de deux écarts-types de la valeur moyenne $\langle c_o \rangle$ de l'expérience dont ils sont tirés.

La distribution de la grandeur $\langle c_o \rangle$, associée à l'origine des temps moyenne $\langle t_o \rangle$ des neutrons, de toutes les expériences réalisées avec : le photomultiplicateur n° 2, un pas en temps de 100 ns et une quantité de mouvement de 3,5 GeV/c pour les protons, est représentée sur la figure 2.5. Plusieurs remarques importantes sont à faire :

- La première remarque concerne le saut, de quelques cinq canaux, observé entre l'expérience n° 3017 et l'expérience n° 3018. Celui-ci a été engendré par le déplacement en temps, décidé par les responsables de la conduite du faisceau, du signal commandant l'acquisition des données, de 500 ns.
- La deuxième remarque concerne l'apparente incompatibilité de la valeur de $\langle c_o \rangle$ obtenue pour une expérience réalisée avec une cible de tantale (se reporter à la figure 2.1) estimée à 173 et les valeurs portées sur la figure 2.5. Ceci provient du fait que les chaînes électroniques reliées aux deux photomultiplicateurs ne sont pas absolument identiques ; l'écart constaté est de l'ordre de 100 ns.
- La dernière remarque porte sur la stabilité des valeurs moyennes $\langle c_o \rangle$ obtenues pour l'ensemble des expériences ; celles-ci ont été réalisées dans les mêmes conditions de faisceau et de pas en temps, à savoir : 3,5 GeV/c pour la quantité de mouvement des protons et 100 ns pour le pas en temps du flash ADC. Ceci nous a conduits à ne pas effectuer de sélection sur ce critère.

2.4 Intensité du faisceau de protons

La distribution caractéristique de l'intensité I du faisceau de protons injectés dans le bloc de plomb au cours d'une expérience est représentée par la figure 2.6 ; les enregistrements pris en compte satisfont tous le critère de sélection décrit dans la section 2.1 de la partie II. À partir de ce type de distribution, il est possible de définir une intensité moyenne $\langle I \rangle$ ainsi que l'écart-type $\sigma_{\langle I \rangle}$ qui lui est rattaché, et ce pour chaque expérience. La lecture de la figure 2.6 nous indique que les intensités maximales et minimales du faisceau de protons de l'expérience considérée sont séparées d'un facteur 2 ; ce constat est commun à l'ensemble des expériences.

La distribution de l'intensité moyenne $\langle I \rangle$ du faisceau de protons, des expériences réalisées avec une quantité de mouvement pour les protons de $3,5 \text{ GeV}/c$ et un pas en temps de 100 ns , est présentée sur la figure 2.7. Cette distribution souligne un rapport légèrement supérieur à 2 entre l'intensité moyenne la plus élevée et l'intensité moyenne la plus basse. Cette observation, à rapprocher de celle faite précédemment qui indiquait jusqu'à un facteur 2 entre les différentes intensités des enregistrements d'une même expérience, montre que le rapport d'intensité entre tous les enregistrements d'expériences réalisées dans des conditions similaires, peut varier d'un facteur presque 5. Il est très important de vérifier les effets d'une telle fluctuation sur la réponse du détecteur CeF_3 ; cette étude est décrite dans la section 2.5.

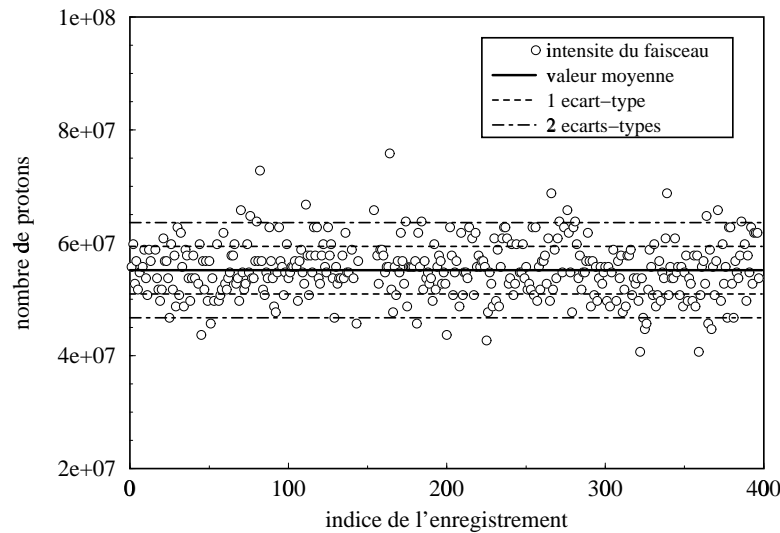


FIG. 2.6 – *Distribution de l'intensité du faisceau de protons de tous les enregistrements valides d'une expérience.*

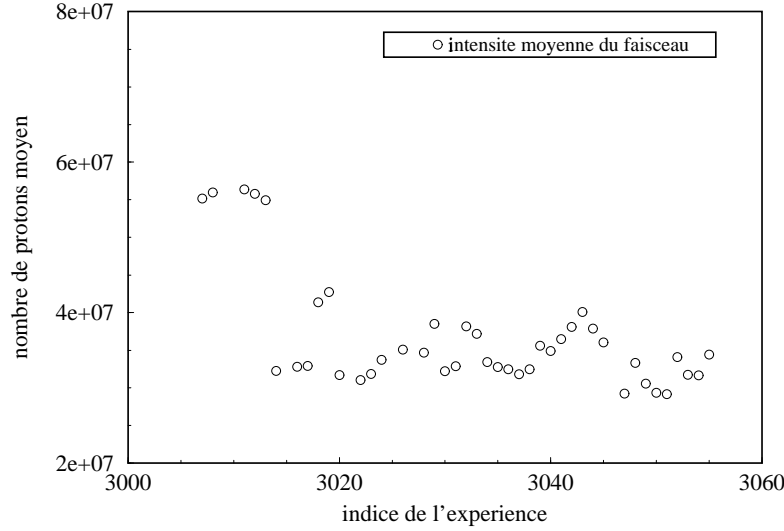


FIG. 2.7 – *Distribution de l'intensité moyenne du faisceau de protons pour des expériences réalisées avec les mêmes conditions de détection.*

2.5 Réponse du détecteur en fonction de l'intensité du faisceau

L'étude de la réponse du détecteur CeF_3 , en fonction de l'intensité du faisceau de protons, est rendue nécessaire par le rapport proche de 5 entre l'intensité de faisceau la plus élevée et l'intensité de faisceau la plus basse de l'ensemble des enregistrements des expériences réalisées (cf. section 2.4). Pour cela, nous définissons deux rapports, r_R et r_I , représentant respectivement : le rapport des taux de réaction de deux enregistrements d'une même expérience et le rapport des intensités du faisceau de protons associées. Bien évidemment, il apparaît que les rapports r_R et r_I doivent être égaux, dans le cas où la fonction réponse du détecteur est proportionnelle à l'intensité du faisceau de protons.

Si le rapport r_I des intensités du faisceau de protons ne pose pas de réels problèmes de définition, en revanche, quelques informations complémentaires concernant le rapport r_R doivent être fournies. Avant cela, il est intéressant de rappeler que la section 2.3 est dédiée à la détermination de l'origine des temps des neutrons, rendant possible la manipulation des enregistrements en unité de temps. La relation liant le canal c du flash ADC au temps t est donnée pour chaque enregistrement par : $t = (c - c_o) \times pas_t$; où pas_t représente le pas en temps du flash ADC et c_o

le canal associé à l'origine des temps des neutrons. L'utilisation de l'unité de temps n'est pas ici d'une importance capitale, elle permet simplement de s'habituer à manipuler des spectres en temps et à rendre les informations plus lisibles, du fait même de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection. Par ailleurs, la ligne de base A_{ldb} du flash ADC de chaque enregistrement est définie dans la section 2.2.

Nous définissons par : $R(t) = A(t) - A_{ldb}$, le taux de réaction d'un enregistrement à un instant t ; où $A(t)$ est l'amplitude codée par le flash ADC au temps t . Le rapport r_R des taux de réaction de deux enregistrements d'une même expérience est décrit par la grandeur moyenne $\langle r_R(t) \rangle$; où $r_R(t)$, représentant le rapport des taux de réaction des deux enregistrements considérés au temps t , est moyenné sur les 200 premières micro-secondes suivant l'injection des protons dans le bloc de plomb. Les taux de comptage relativement faibles obtenus avec le détecteur CeF_3 (cf. figure 1.3) induisent des fluctuations statistiques inacceptables du rapport $r_R(t)$ ainsi déterminé. C'est pourquoi, les taux de réaction des deux enregistrements retenus sont lissés avant d'être pris en compte ; la méthode de la moyenne glissante est employée avec un intervalle d'intégration de $20 \mu s$. Malgré ce lissage, quelques oscillations statistiques persistent, mais celles-ci sont suffisamment faibles pour permettre une bonne lecture des données.

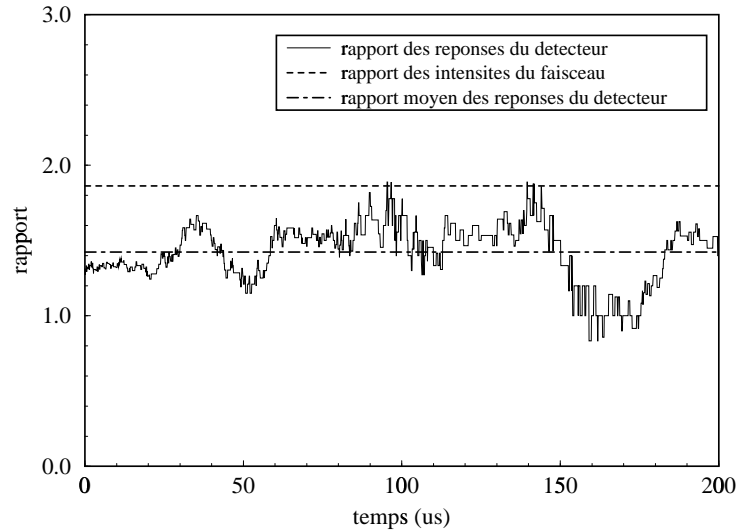


FIG. 2.8 – *Exemple de réponse non proportionnelle du détecteur CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons.*

Le moyen le plus sûr de mettre à l'épreuve le comportement du détecteur CeF_3 , en fonction

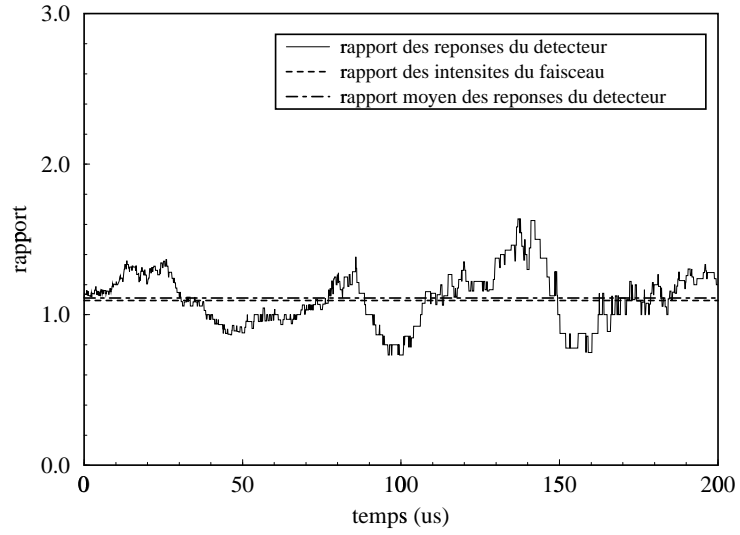


FIG. 2.9 – *Exemple de réponse proportionnelle du détecteur CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons.*

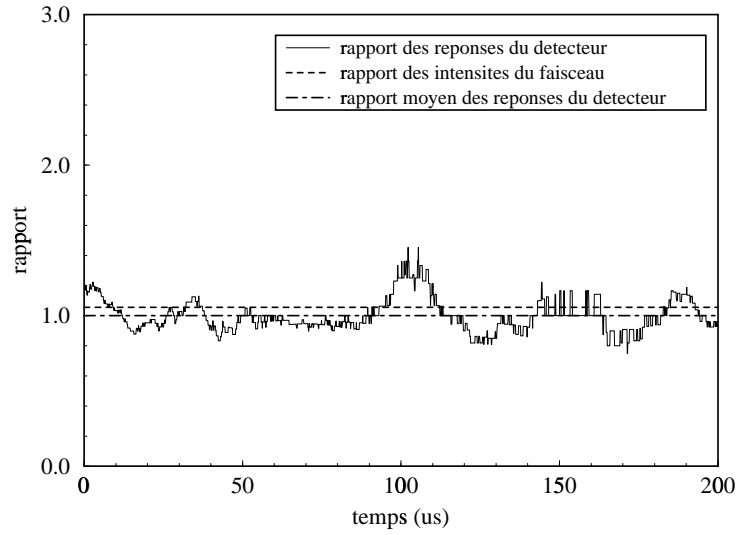


FIG. 2.10 – *Autre exemple de réponse proportionnelle du détecteur CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons.*

de l'intensité du faisceau de protons, est de comparer les rapports r_R et r_I pour les deux enregistrements correspondant à l'intensité de faisceau la plus haute et à l'intensité de faisceau la plus basse d'une expérience. La figure 2.8 répond à cette interrogation de façon non ambiguë : la réponse du détecteur CeF_3 dépend fortement de l'intensité du faisceau de protons ; dans le cas en question, un facteur légèrement supérieur à 1,3 sépare les rapports r_R et r_I .

Nous venons de montrer la non proportionnalité de la réponse du détecteur CeF_3 avec l'intensité du faisceau de protons. Il est très important de déterminer si, sur un certain intervalle, un état de quasi-proportionnalité de cette réponse peut être trouvé. En effet, le cas discuté sur la figure 2.8 est un cas extrême pour lequel les deux enregistrements retenus correspondent à des intensités de faisceau très éloignées. Il est par conséquent utile de comparer les rapports r_R et r_I pour différents écarts d'intensité ; les notions d'intensité moyenne $\langle I \rangle$ du faisceau de protons et d'écart-type $\sigma_{\langle I \rangle}$ associé sont définies dans la section 2.4.

La réponse du détecteur CeF_3 a été analysée pour des intensités de faisceau se plaçant à plus ou moins : deux écarts-types, un écart-type et un demi-écart-type de l'intensité moyenne de l'expérience considérée. Il ressort de cette étude que la réponse du détecteur CeF_3 suit une loi de proportionnalité seulement pour des intensités de faisceau comprises entre plus ou moins un demi-écart-type autour de l'intensité moyenne. Les figures 2.9 et 2.10 présentent les résultats obtenus avec deux couples d'enregistrements d'intensités $\langle I \rangle - \frac{\sigma_{\langle I \rangle}}{2}$ et $\langle I \rangle + \frac{\sigma_{\langle I \rangle}}{2}$ d'une même expérience ; les rapports r_R et r_I se superposent. L'analyse de ces deux figures indique que les fluctuations du rapport $r_R(t)$ autour de la valeur moyenne $\langle r_R(t) \rangle$ décrivent un effet statistique.

Nous sommes conduits à effectuer une sélection, certes sévère mais néanmoins nécessaire, sur l'intensité du faisceau de protons, dans le but de ne garder que les enregistrements appartenant à l'intervalle de quasi-stabilité de la réponse du détecteur CeF_3 associé à chaque expérience.

2.6 Récapitulatif

La liste complète des sélections effectuées sur les données enregistrées avec les deux détecteurs CeF_3 est la suivante :

- La première sélection concerne la détermination de l'intensité I du faisceau de protons pour chaque enregistrement (cf. section 2.4). Si au moins un des détecteurs attribués à cette tâche n'est pas en mesure de délivrer une information pertinente, alors, l'enregistrement correspondant est rejeté.

- La deuxième sélection porte sur la détermination de l'origine des temps t_o des neutrons pour chaque enregistrement (cf. section 2.3). Tout enregistrement pour lequel l'origine des temps t_o n'est pas incluse dans deux écarts-types, autour de la valeur moyenne $\langle t_o \rangle$ de l'expérience dont il est extrait, est rejeté.
- La troisième et dernière sélection concerne le comportement des détecteurs CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons (cf. section 2.5). Seuls les enregistrements pour lesquels l'intensité de faisceau associée I est comprise dans un demi-écart-type, autour de l'intensité moyenne $\langle I \rangle$ de l'expérience considérée, sont conservés.

Chapitre 3

Taux de réaction expérimental en fonction du temps

3.1 Régime de fonctionnement du détecteur CeF_3

À chaque injection du faisceau de protons dans le bloc de plomb, les signaux délivrés par le détecteur CeF_3 sont codés par le flash ADC, sur 8 bits, pendant un temps correspondant approximativement à : $8192 \times pas_t$; le flash ADC possède 8192 canaux et chaque canal couvre un intervalle de temps pas_t . Ce temps est approximatif car il faut retirer à ces 8192 canaux un nombre de canaux c_0 liés à l'origine des temps effective des neutrons dans le bloc de plomb (cf. section 2.3).

L'étude d'un certain nombre d'enregistrements conduit à déterminer deux modes de fonctionnement distincts du détecteur CeF_3 . Le premier mode appelé *mode impulsion* correspond à la partie de l'enregistrement durant laquelle le taux de réaction enregistré par le détecteur CeF_3 est suffisamment faible pour que chaque impulsion soit codée indépendamment des autres (cf. figure 3.1). Le second mode appelé *mode empilement* correspond à la partie de l'enregistrement pendant laquelle le taux de réaction enregistré par le détecteur CeF_3 devient assez important pour que, malheureusement, plusieurs impulsions soient codées simultanément (cf. figure 3.2) ; le mode empilement est associé à la gamme d'énergie des résonances de la section efficace de capture (n, γ) de la cible utilisée.

L'étude de la figure 3.1 montre que chaque réaction de capture (n, γ) enregistrée par le détecteur CeF_3 est codée par le flash ADC sur plusieurs canaux. Une étude attentive de la forme de l'impulsion montre que le maximum est atteint dès le premier canal puis décroît sur les quatre canaux suivants. Il apparaît évident que le canal associé au maximum de chaque

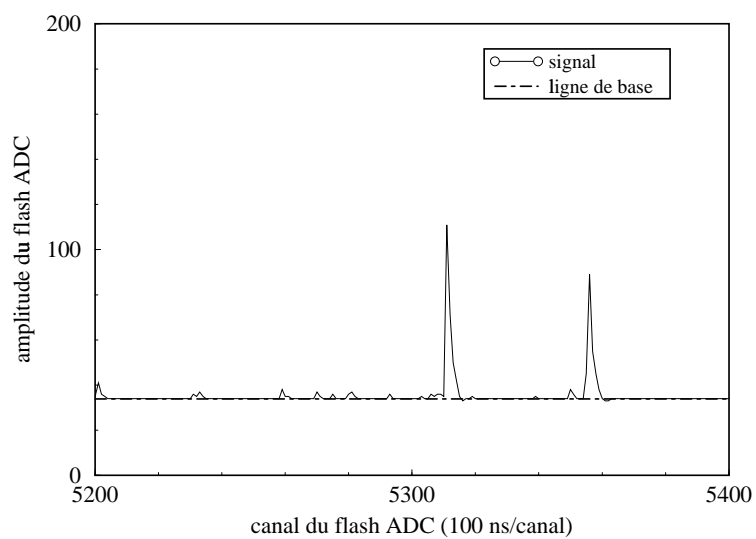


FIG. 3.1 – *Mode impulsion* du détecteur CeF_3 .

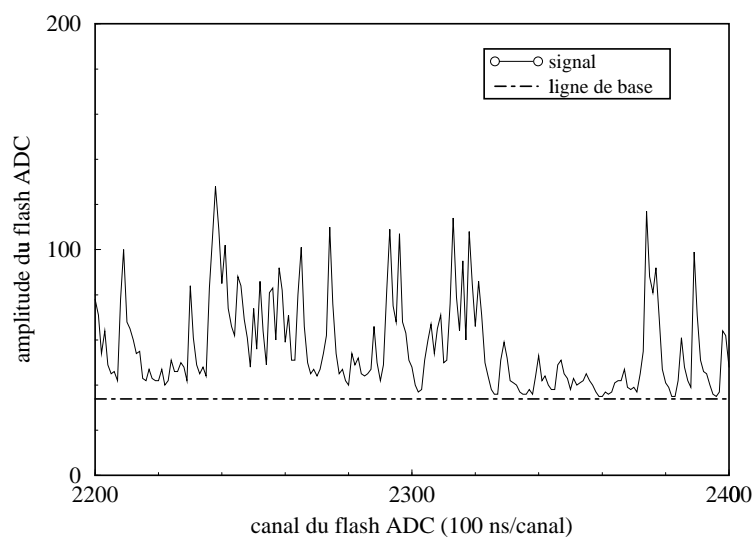


FIG. 3.2 – *Mode empilement* du détecteur CeF_3 .

impulsion peut être aisément déterminé par un algorithme de détection de pics. Il serait ainsi possible de construire pour chaque enregistrement un spectre en temps contenant un coup pour chaque temps t_{pic} associé à une impulsion et zéro coup pour tous les autres. Toutefois, la partie importante de l'enregistrement est régie par le mode empilement du flash ADC pour lequel l'utilisation d'un tel algorithme n'est pas possible. Il est donc nécessaire d'envisager les choses sous un angle différent et de conserver les amplitudes codées par le flash ADC.

3.2 Cumul des amplitudes

Le tri des données a été assuré par des sélections draconiennes (cf. chapitre 2), il est maintenant nécessaire de les mettre sous une forme pleinement exploitable. La première étape consiste à concentrer les informations dispersées sur plusieurs enregistrements en une information globale pour chaque expérience.

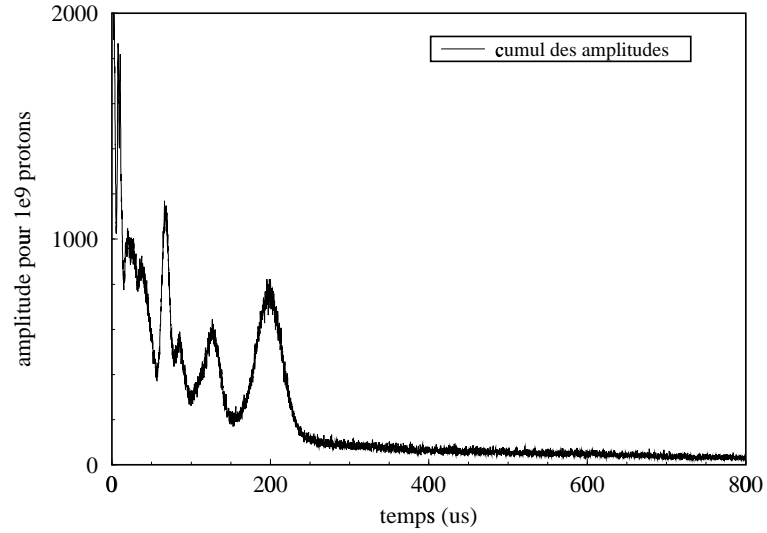


FIG. 3.3 – *Cumul des amplitudes absolues de tous les enregistrements valides d'une expérience pour 10^9 protons.*

Tout enregistrement est décrit par un spectre en temps $A(t)$ délivré par le flash ADC et par l'intensité I du faisceau de protons associée. D'un autre côté, chaque expérience est décrite par la liste des enregistrements valides qui la composent. Il est donc possible de décrire chaque expérience par un spectre équivalent $a(t)$ représentant le cumul des amplitudes absolues de tous

les enregistrements valides qui la composent et par le nombre total de protons I_t associé :

$$a(t) = \frac{\sum_{enr. val.} (A(t) - A_{ldb})}{\sum_{enr. val.} I} \cdot 10^9 \quad (3.1)$$

$$I_t = \sum_{enr. val.} I \quad (3.2)$$

Pour mémoire, la ligne de base A_{ldb} du flash ADC d'un enregistrement est définie dans la section 2.2. Par ailleurs, le facteur 10^9 est utilisé à la seule fin de fournir le spectre $a(t)$ pour 10^9 protons ; il s'agit d'une convention établie par l'ensemble de la collaboration de TARC. Un exemple de spectre $a(t)$ obtenu pour une expérience réalisée avec un pas en temps du flash ADC de 100 ns, une énergie cinétique de 3,5 GeV/c pour les protons et une cible de tantale de 50 μm d'épaisseur est donné par la figure 3.3.

3.3 Normalisation de la réponse du détecteur entre expériences

La réponse du détecteur CeF_3 n'est pas proportionnelle à l'intensité du faisceau de protons (cf. section 2.5). L'intervalle d'intensité restreint défini pour chaque expérience, sur lequel cette réponse est considérée comme telle, est suffisamment étroit pour ne pas se recouvrir d'une expérience à une autre. Il est donc fondamental de déterminer une méthode permettant de normaliser efficacement l'ensemble des expériences.

Le mode impulsion du flash ADC (cf. section 3.1) délivre des impulsions identifiables par un algorithme simple. Il est ainsi possible de construire, pour chaque expérience, la fonction de distribution des amplitudes $f(A - A_{ldb})$ des impulsions de tous les enregistrements valides qui la composent. La section du flash ADC retenue pour chaque enregistrement est celle se plaçant après le canal n° 6000. Cette fonction est définie telle que :

$$\sum_{impulsions} f(A - A_{ldb}) = 1 \quad (3.3)$$

Pour une intensité de faisceau donnée l'amplitude des impulsions doit être fixe, ceci nous permet de confronter différentes expériences en comparant le profil de leurs fonctions de distribution en amplitudes. Le but est d'arriver à déterminer le coefficient correctif α à appliquer au spectre $a(t)$ de chaque expérience, de façon à rétablir la proportionnalité de la réponse du détecteur CeF_3 , en fonction de l'intensité de faisceau, entre les différentes expériences ; la notion

de spectre $a(t)$ est définie dans la section 3.2. Avant toute chose, il est nécessaire de définir une expérience de référence. Celle-ci doit représenter l'expérience type, de par une statistique importante mais aussi de par une intensité moyenne $\langle I \rangle$ du faisceau de protons caractéristique de l'ensemble des autres expériences ; l'expérience retenue est l'expérience n° 3024. Le facteur de correction α est déterminé pour chaque expérience par une minimisation de χ^2 de l'expression :

$$f[\alpha(A - A_{ldb})] - f_{ref}(A - A_{ldb}) \quad (3.4)$$

La figure 3.4 révèle l'impact d'une telle correction sur la fonction de distribution de l'amplitude des impulsions d'une expérience choisie au hasard. Il est intéressant de noter que le profil de la fonction de distribution de l'expérience considérée, après correction, se superpose parfaitement à celui de la fonction de distribution de l'expérience de référence.

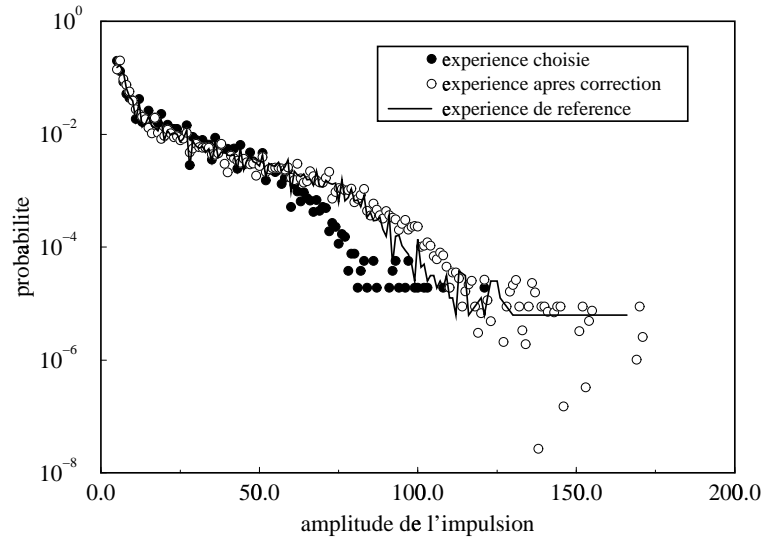


FIG. 3.4 – Normalisation de la fonction réponse du détecteur CeF_3 pour une expérience.

La fonction réponse du détecteur CeF_3 peut aussi varier d'une expérience à une autre lorsque l'intensité du faisceau de protons est parfaitement stable. La raison de ce phénomène est liée au photomultiplicateur lui-même qui requiert un certain temps de stabilisation après sa mise sous tension, temps que nous n'avons pas toujours respecté lors des différentes mesures. La distribution des facteurs de correction α , déterminés pour toutes les expériences réalisées avec un pas en temps du flash ADC de 100 ns, une énergie cinétique de 3,5 GeV/c pour les protons et le photomultiplicateur n° 2, est donnée par la figure 3.5.

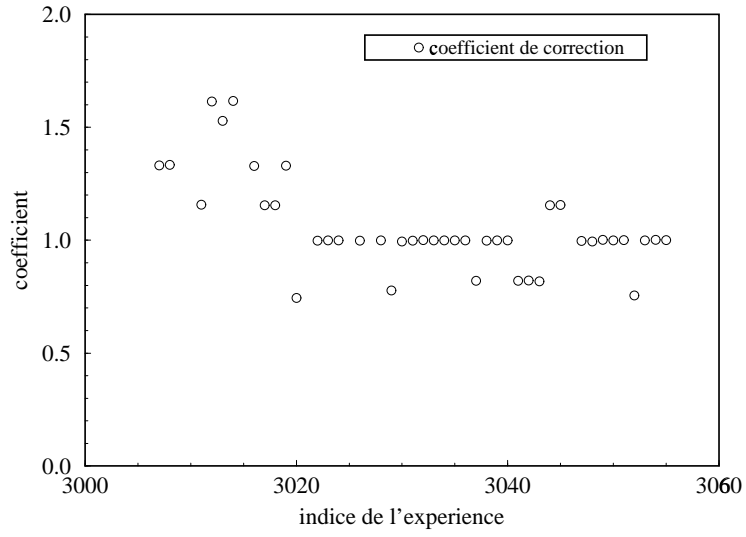


FIG. 3.5 – *Distribution du coefficient de normalisation de la réponse du détecteur CeF_3 pour des expériences réalisées dans des conditions comparables.*

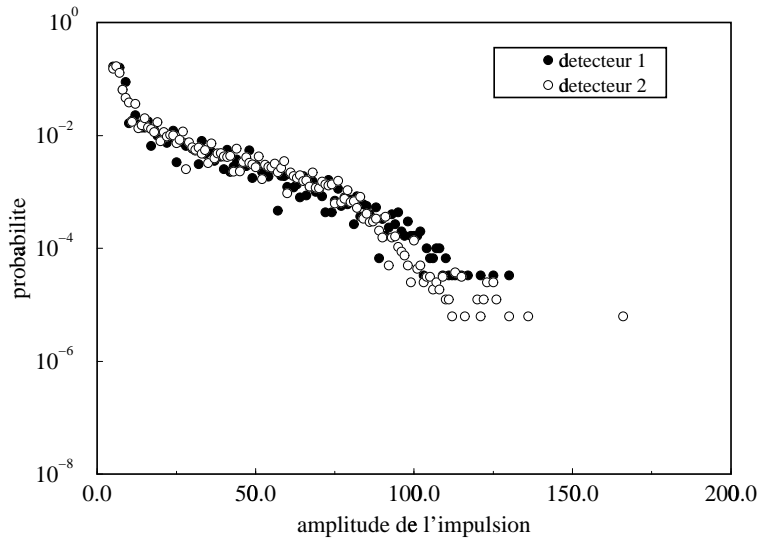


FIG. 3.6 – *Fonctions réponses de l'expérience de référence des deux détecteurs CeF_3 .*

Les corrections appliquées aux différentes expériences sont déterminées pour chaque détecteur CeF_3 . La figure 3.6 montre les profils des fonctions de distribution, de l'amplitude des impulsions de tous les enregistrements valides, des deux détecteurs CeF_3 , de l'expérience de référence. L'accord constaté entre les profils de ces deux distributions rend possible la comparaison d'expériences réalisées indifféremment avec l'un ou l'autre des deux détecteurs CeF_3 .

3.4 Comportement du détecteur au cours d'une expérience

De fortes variations de la réponse du détecteur CeF_3 peuvent exister entre différentes expériences réalisées dans des conditions de détection similaires (cf. section 3.3). Il est légitime de vérifier si ce type de variations peut également apparaître au cours d'une même expérience.

Pour des raisons liées à la statistique, il n'est pas raisonnable de construire la fonction de distribution en amplitude des impulsions de chaque enregistrement valide de l'expérience considérée. Ceux-ci sont regroupés par paquets de 100. Le nombre de paquets d'enregistrements valides peut varier d'une expérience à une autre, seules les expériences en possédant au moins deux sont considérées. La fonction de distribution en amplitude des impulsions de chaque paquet d'enregistrements valides $f_p(A - A_{ldb})$ est déterminée telle que :

$$\sum_{impulsions} f_p(A - A_{ldb}) = 1 \quad (3.5)$$

Le paquet d'enregistrements valides n° 2 est pris arbitrairement comme référence et la fonction de distribution en amplitude des impulsions qui le compose est notée $f_{p.ref.}(A - A_{ldb})$. Une méthode de minimisation de χ^2 est utilisée pour définir le coefficient de correction α_p à appliquer à chaque paquet d'enregistrements valides pour rendre la réponse du détecteur CeF_3 stable tout au long de l'expérience visitée. Elle porte sur la relation :

$$f_p[\alpha_p(A - A_{ldb})] = f_{p.ref.}(A - A_{ldb}) \quad (3.6)$$

L'étude des coefficients de correction α_p montre que la réponse du détecteur CeF_3 évolue très peu au cours d'une même expérience. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder la figure 3.7 qui représente la distribution des écarts $\delta\alpha_p$ entre les coefficients de correction le plus fort α_p^{max} et le plus faible α_p^{min} des paquets d'enregistrements valides pour chaque expérience. La définition mathématique de ces écarts est : $\delta\alpha_p = \alpha_p^{max} - \alpha_p^{min}$. Cette étude montre qu'avec les conditions

de sélection imposées, la réponse du détecteur CeF_3 est stable durant les expériences. Aucune correction n'est appliquée aux enregistrements valides.

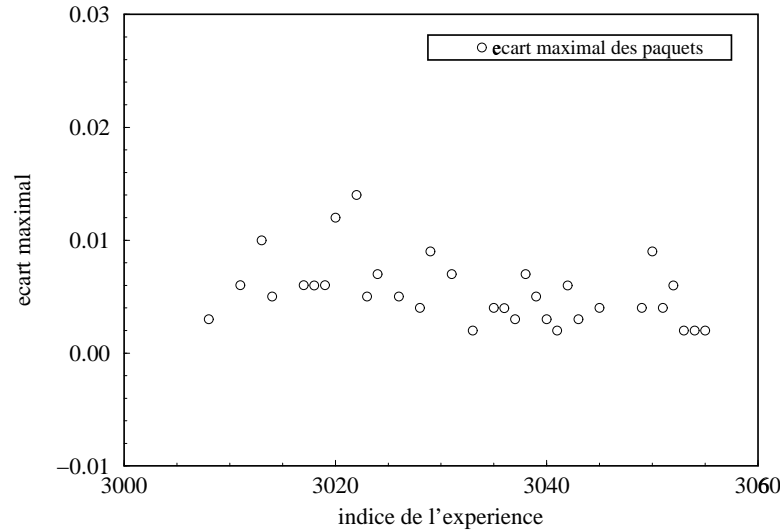


FIG. 3.7 – *Distribution de l'écart maximal de correction entre paquets d'une même expérience pour l'ensemble des expériences réalisées dans des conditions similaires.*

3.5 Mesure du bruit de fond

Chaque expérience peut dorénavant être décrite par un spectre $a(t)$, un nombre de protons total I_t et un coefficient de normalisation α . Le spectre $a(t)$ représente le cumul des amplitudes absolues, de tous les enregistrements valides qui la composent, ramené à 10^9 protons (cf. section 3.2). Le nombre de protons total I_t correspond au nombre de protons injectés dans le bloc de plomb au cours des enregistrements valides (cf. section 3.2).

Le spectre $a(t)$ donne une image des réactions enregistrées lors d'une expérience. Celles-ci peuvent avoir lieu dans la cible mais aussi dans le photomultiplicateur, le plomb environnant, le scintillateur CeF_3 et même dans le ruban adhésif utilisé pour maintenir la cible (pour plus de détails, se reporter à la section 5.6). Les réactions ayant lieu dans la cible sont les seules à présenter un intérêt pour la détermination des taux de transmutation différentiel (cette notion est décrite dans la section 5.1). C'est pourquoi, il est nécessaire d'effectuer des mesures de bruit de fond représentant les réactions ayant lieu hors de la cible.

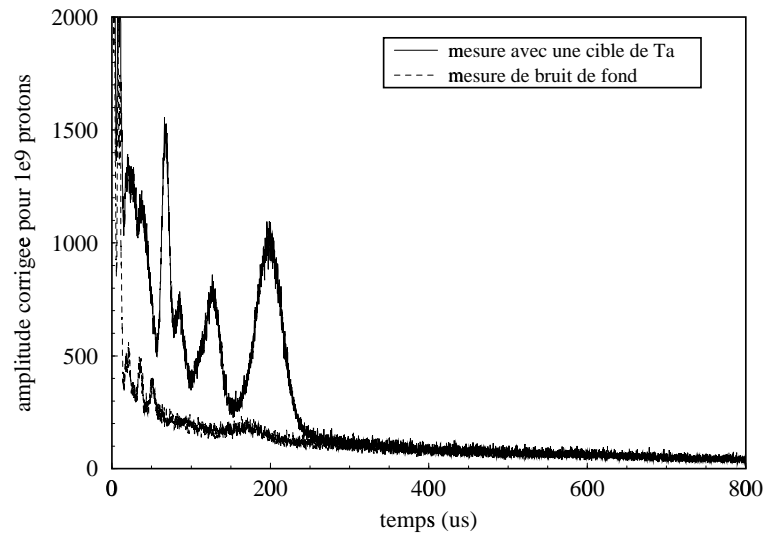


FIG. 3.8 – Mesures corrigées d'une expérience réalisée avec une cible de tantale et de l'expérience de bruit de fond associé.

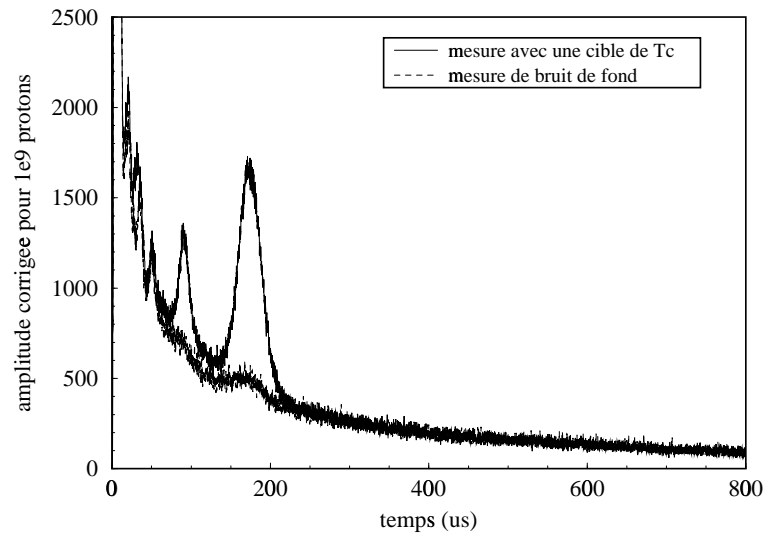


FIG. 3.9 – Mesures corrigées d'une expérience réalisée avec une cible de technétium et de l'expérience de bruit de fond associé.

La méthode la plus directe pour mesurer le bruit de fond d'une expérience est de réaliser une seconde expérience, identique en tous points à la première, en enlevant la cible. Cette méthode rend possible la détermination, au premier ordre, du bruit de fond de la plupart des expériences réalisées avec les deux détecteurs CeF_3 . Pour certaines cibles, comme par exemple celles contenant le ^{99}Tc , le bruit de fond est déterminé d'une façon un peu différente. Le technétium est contenu dans une matrice d'aluminium (cf. tableau 1.1), c'est pourquoi, des cibles d'aluminium ont été utilisées pour effectuer les mesures de bruit de fond correspondantes. D'autre part, la présence des cibles modifie très localement le flux de neutrons et peut par conséquent modifier légèrement le nombre de réactions induites hors de la cible au cours de l'expérience principale et au cours de la mesure du bruit de fond associé. Ceci explique pourquoi il est fait mention de détermination du bruit de fond, au premier ordre. Toutefois, l'analyse des résultats montre que cette méthode de détermination du bruit de fond est très satisfaisante (cf. sections 5.4 et 5.6).

Les figures 3.8 et 3.9 sont des exemples de mesures réalisées avec des cibles de tantale et de technétium ; les mesures de bruit de fond correspondantes sont représentées en superposition. Chaque spectre traduit le produit $\alpha \cdot a(t)$ de l'expérience associée.

3.6 Spectre de capture (n, γ) en fonction du temps

Le spectre $\Delta n(t)$ représente le nombre de captures (n, γ) ayant lieu entre les temps t et $t + \Delta t$; avec $\Delta t = pas_t$, le pas en temps du flash ADC. Le cumul des amplitudes absolues ramené à 10^9 protons, de tous les enregistrements valides d'une expérience réalisée avec une cible, est donné par le spectre $a_{cible}(t)$ et celui reflétant le bruit de fond associé, par le spectre $a_{bdf}(t)$. Les coefficients de correction associés sont notés, respectivement, α_{cible} et α_{bdf} . Le spectre $\Delta n(t)$ de capture (n, γ) en fonction du temps s'exprime donc sous la forme :

$$\Delta n(t) = \frac{\alpha_{cible} \cdot a_{cible}(t) - \alpha_{bdf} \cdot a_{bdf}(t)}{\epsilon_t} \quad (3.7)$$

avec ϵ_t un coefficient appelé efficacité totale par commodité de langage (cf. section 5.5). Cette efficacité totale ϵ_t prend en compte l'efficacité propre du détecteur CeF_3 mais également l'amplitude moyenne des impulsions codées lors des réactions de capture (n, γ) .

Le spectre différentiel $n(t)$ représente le nombre de captures (n, γ) ayant lieu entre les temps t et $t + \Delta t$ normalisé par l'intervalle de temps Δt .

$$n(t) = \frac{\Delta n(t)}{\Delta t} \quad (3.8)$$

Le spectre $\Delta n(t)$ et le spectre différentiel $n(t)$ sont, par définition, déterminés pour 10^9 protons car les spectres $a(t)$ sont tous définis pour 10^9 protons.

3.7 Estimation des erreurs

L'erreur $\delta\Delta n(t)$, associée au spectre $\Delta n(t)$ du nombre de captures (n, γ) en fonction du temps, se décompose en deux parties bien distinctes : l'erreur statistique $\delta_{stat}\Delta n(t)$ et l'erreur systématique $\delta_{sys}\Delta n(t)$.

Pour une expérience, l'erreur statistique $\delta N(t)$ est estimée à partir du nombre d'impulsions $N(t)$ cumulées des enregistrements valides qui la composent :

$$\delta N(t) = \sqrt{N(t)} \quad (3.9)$$

Les impulsions sont détectées par un algorithme de reconnaissance de pics sur toute la durée des enregistrements ; dans le cadre de la détermination de la fonction de distribution des amplitudes $f(A - A_{ldb})$, cette détection n'est appliquée que pour les canaux supérieurs au canal n° 6000 (cf. section 3.3). L'algorithme de reconnaissance de pics sous-estime le nombre d'impulsions dans la partie de l'enregistrement liée au mode empilement du flash ADC (cf. section 3.1), ce qui conduit à maximiser l'erreur statistique relative $\frac{\delta N(t)}{N(t)}$ de chaque expérience.

L'erreur statistique relative $\frac{\delta_{stat}\Delta n(t)}{\Delta n(t)}$, attachée au spectre $\Delta n(t)$ du nombre de captures (n, γ) en fonction du temps, est liée à la détermination du nombre d'impulsions $N_{cible}(t)$ de l'expérience réalisée avec la cible et à la détermination du nombre d'impulsions $N_{bdf}(t)$ du bruit de fond associé. Elle est donnée par :

$$\left(\frac{\delta_{stat}\Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 = \left(\frac{\sqrt{(\delta N_{cible}(t))^2 + (\delta N_{bdf}(t))^2}}{N_{cible}(t) - N_{bdf}(t)} \right)^2 \quad (3.10)$$

L'erreur systématique relative $\frac{\delta_{sys}\Delta n(t)}{\Delta n(t)}$ dépend de l'incertitude δI portant sur la détermination de l'intensité du faisceau de protons et de l'incertitude $\delta\epsilon_t$ liée à la détermination de l'efficacité totale du détecteur CeF_3 considéré. Elle est définie par :

$$\left(\frac{\delta_{sys}\Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 = \left(\frac{\delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon_t}{\epsilon_t} \right)^2 \quad (3.11)$$

Les erreurs relatives $\frac{\delta I}{I}$ et $\frac{\delta\epsilon_t}{\epsilon_t}$ sont estimées indépendamment à 5 %. L'erreur relative $\frac{\delta I}{I}$ liée à la détermination de l'intensité du faisceau de protons est décrite dans le chapitre 2.2 de la partie I. L'erreur relative $\frac{\delta\epsilon_t}{\epsilon_t}$ attachée à la détermination de l'efficacité totale du détecteur CeF_3

est déterminée empiriquement (cf. section 5.5).

Compte tenu des relations 3.10 et 3.11, l'erreur relative $\frac{\delta \Delta n(t)}{\Delta n(t)}$, associée au spectre $\Delta n(t)$, du nombre de captures (n, γ) en fonction du temps, est donnée par :

$$\left(\frac{\delta \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \right)^2 = \left(\frac{\sqrt{(\delta N_{cible}(t))^2 + (\delta N_{bdf}(t))^2}}{N_{cible}(t) - N_{bdf}(t)} \right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon_t}{\epsilon_t} \right)^2 \quad (3.12)$$

La relation 3.8 lie le spectre $\Delta n(t)$ au spectre différentiel $n(t)$ du nombre de captures (n, γ) en fonction du temps. L'incertitude relative $\frac{\delta n(t)}{n(t)}$ qui porte sur le spectre différentiel $n(t)$ est ainsi définie par :

$$\frac{\delta n(t)}{n(t)} = \frac{\delta \Delta n(t)}{\Delta n(t)} \quad (3.13)$$

Chapitre 4

Paramètres caractéristiques expérimentaux du bloc de plomb

4.1 Ajustement des spectres de référence

Les mesures effectuées concernent des cibles diverses (matériau, quantité) à différents emplacements dans le bloc de plomb. Pour chacune d'entre elles, un bruit de fond expérimental est réalisé dans des conditions similaires (cf. section 3.5). Ceci permet de déterminer le spectre $\Delta n(t)$ représentant le nombre de captures (n, γ) entre les temps t et $t + \Delta t$ (cf. section 3.6), pour chaque type de cible, à différentes positions dans le bloc de plomb.

Le but est de composer des couples (E_r, t_r) de façon à pouvoir estimer les paramètres K et t_0 de la relation liant l'énergie d'un neutron E à son temps de détection t . Cette relation prend la forme : $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$; où t_0 exprime le temps nécessaire au neutron pour *oublier* son énergie d'origine (cf. partie I section 1.5). La détermination des couples (E_r, t_r) est expliquée en détail dans la section 4.2, toutefois, il est important de noter que si les énergies des résonances E_r sont relativement bien décrites dans les tables, les temps expérimentaux t_r correspondants doivent être étudiés très précisément.

La définition 3.7 du spectre $\Delta n(t)$ met en jeu l'efficacité totale ϵ_t du détecteur CeF_3 définie de manière empirique (cf. section 5.5). Cette efficacité totale ϵ_t est, par ailleurs, constante sur l'intervalle d'énergie associé à l'intervalle de temps couvert par le flash ADC. Ceci nous permet de considérer le spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ au détriment du spectre $\Delta n(t)$ car seules les positions en temps des résonances nous importent.

Les figures 4.1 et 4.2 fournissent des exemples d'ajustement de spectres $\epsilon_t \Delta n(t)$ obtenus avec,

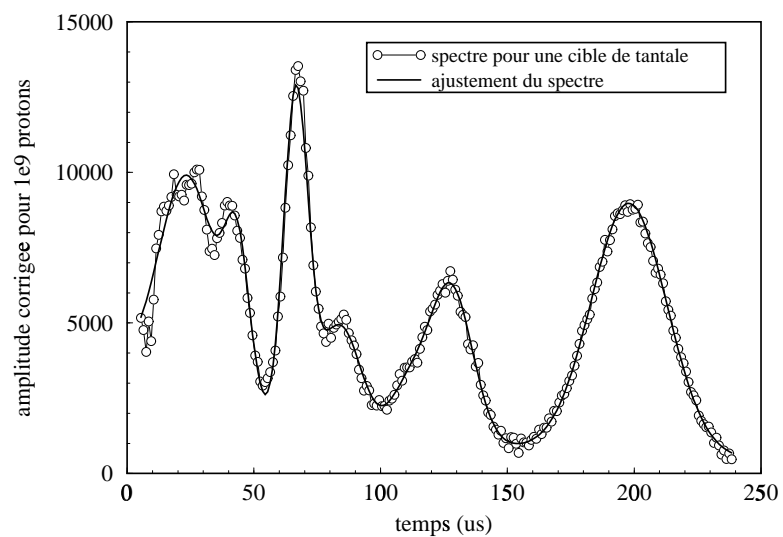


FIG. 4.1 – Ajustement du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ obtenu pour une cible de tantale.

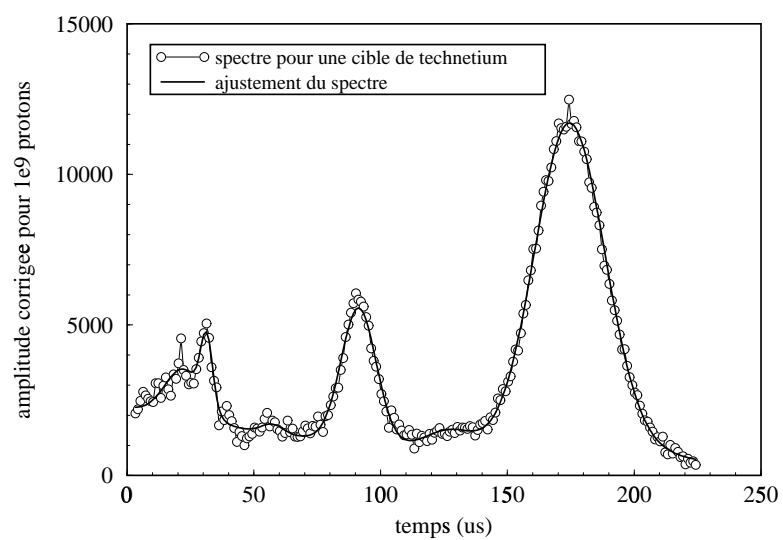


FIG. 4.2 – Ajustement du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ obtenu pour une cible de technétium.

respectivement, une cible de tantale et une cible de technétium. La définition du spectre $\bar{a}(t)$ ajustant au mieux le spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ est donnée par :

$$\bar{a}(t) = F \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \sum T_r \exp\left[-\frac{(t - t_r)^2}{2 \sigma_{tr}^2}\right] \quad (4.1)$$

Les paramètres T_r et σ_{tr} représentent l'amplitude et l'écart-type de la gaussienne associée à la résonance en temps t_r . Un fond continu s'amenuisant avec le temps est pris en compte par une exponentielle décroissante de paramètres F et τ . Le choix de gaussiennes pour l'ajustement des résonances en temps est lié à des raisons pratiques : la description mathématique est simple et la forme s'ajuste très bien dans la gamme des temps traités (cf. figures 4.1 et 4.2)

Le spectre d'ajustement $\bar{a}(t)$, le plus proche possible du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ considéré, est obtenu à la suite d'une minimisation de χ^2 . L'originalité de la méthode tient dans l'utilisation d'un algorithme génétique [43] pour déterminer les différents paramètres du spectre d'ajustement (cf. définition 4.1). L'avantage majeur de ce type d'algorithme est de permettre de réaliser un ajustement de très grande qualité des spectres $\epsilon_t \Delta n(t)$ (cf. figures 4.1 et 4.2) sans connaître à priori le nombre de résonances en temps ni leur position.

4.2 Détermination des couples (E_r, t_r)

L'ajustement des spectres $\epsilon_t \Delta n(t)$ permet de déterminer avec précision les temps t_r des résonances. Les paramètres K et t_0 de la relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection sont estimés respectivement à $173 \text{ keV} \mu\text{s}^2$ et $0.37 \mu\text{s}$ par la simulation (cf. partie I section 3.2), ce qui permet de déterminer l'énergie E_c correspondant au temps t_r de chaque résonance. L'analyse attentive des sections efficaces de capture (n, γ) des cibles considérées (cf. figure 4.3) permet d'estimer la validité des couples (E_c, t_r) ainsi formés. Lorsqu'un de ces couples est validé, l'énergie E_r indiquée dans les tables est choisie au détriment de l'énergie E_c ; nous avons vérifié au préalable que la forme en $\frac{1}{E}$ du flux différentiel $\phi(E)$ des neutrons dans le bloc de plomb ne déplace pas, de manière perceptible, le maximum en énergie des résonances.

La base de données de la section efficace de capture (n, γ) utilisée pour le technétium provient de mesures effectuées par F. GUNSING et al. à Geel en Belgique [4]. Celle utilisée pour tous les autres matériaux provient d'une sélection de différentes bases de données rassemblées dans JAR¹ [36]. Les informations concernant toutes ces sections efficaces ont été recoupées, pour plus de sécurité, avec celles provenant du BNL 325 [44, 45]. La figure 4.3 présente les sections efficaces

1. Cette sélection regroupe toutes les données les plus récentes et ayant le plus de points pour chaque matériau. Les bases de données originelles sont : ENDF/B.VI, JEF 2.2, JENDL 3.2 et BROND 2.2.

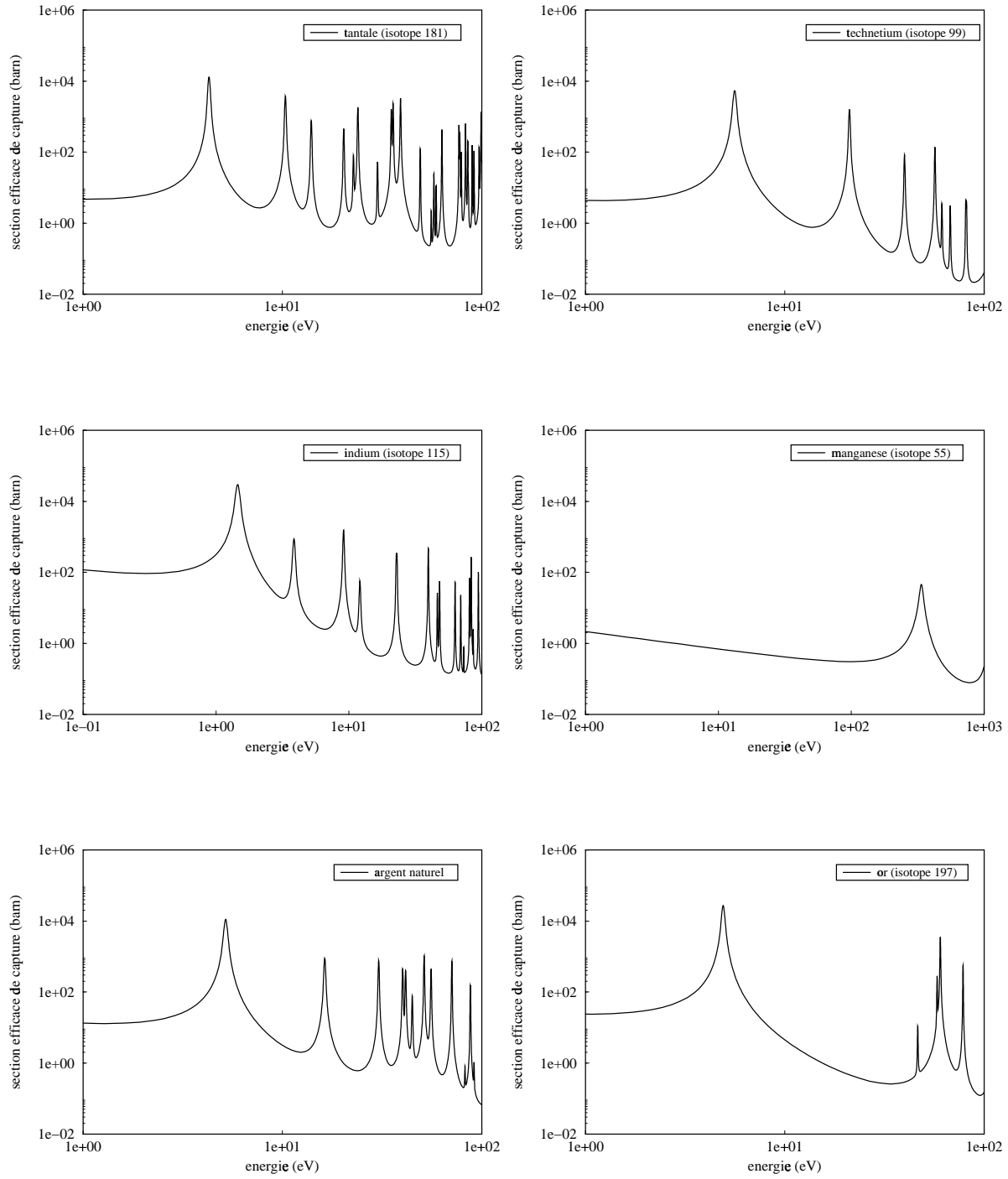


FIG. 4.3 – Sections efficaces de capture (n, γ) de tous les matériaux utilisés pour la détermination des couples (E_r, t_r) .

de capture (n, γ) extraites de JENDL 3.2 pour tous les matériaux utilisés lors la détermination des couples (E_r, t_r) .

L'incertitude finale associée à l'estimation expérimentale des paramètres K et t_0 , de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection, est très fortement corrélée à l'incertitude portant sur la détermination du temps t_r de chaque résonance :

- Une erreur δt_e de un demi-canal est due à l'échantillonnage du temps par le flash ADC.
- Une erreur δt_o estimée à trois canaux est liée à la méthode de détermination de l'origine des temps pour les neutrons (cf. section 2.3).
- Une erreur δt_a est engendrée par la méthode d'ajustement du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ (cf. section 4.1) de manière indépendante d'une résonance à une autre.

Toutes ces erreurs étant indépendantes les unes des autres, l'incertitude totale δt_r portant sur la détermination du temps t_r de chaque résonance s'exprime :

$$\delta t_r^2 = \delta t_e^2 + \delta t_o^2 + \delta t_a^2 \quad (4.2)$$

Dans le cas extrême où la méthode retourne la position en temps t_r de la résonance, de manière absolue, la définition 4.2 de l'incertitude δt_r se simplifie pour devenir : $\delta t_r^2 = \delta t_e^2 + \delta t_o^2$. En tenant compte du fait que le pas en temps pas_t du flash ADC, le plus court, utilisé durant les différentes expériences est de 100 ns, l'incertitude δt_r définie par 4.2 ne peut être que supérieure à 0,3 μs . Cette estimation basse de l'incertitude portant sur la détermination du temps est du même ordre de grandeur que l'estimation de la valeur du paramètre t_0 utilisé dans la relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection : $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$. Il n'est, par conséquent, pas pertinent de déterminer ce paramètre expérimentalement. Le paramètre t_0 est fixé à 0.37 μs lors de la détermination expérimentale du paramètre K .

L'incertitude relative $\frac{\delta K}{K}$ portant sur le paramètre K prend la forme suivante :

$$\frac{\delta K}{K} = \frac{\delta E}{E} + 2 \frac{\delta t}{t + t_0} \quad (4.3)$$

Les incertitudes δE_r , indiquées dans les tables et portant sur les énergies des résonances E_r retenues pour la détermination expérimentale du paramètre K , sont typiquement de l'ordre de quelques meV . Cela entraîne que la valeur la plus grande du terme $\frac{\delta E_r}{E_r}$, est un ordre de grandeur inférieur à la valeur la plus petite du terme $2 \frac{\delta t_r}{t_r + t_0}$, pour les couples (E_r, t_r) retenus. Compte tenu

| $^A X$ | E_r (eV) | $t_r \pm \delta t_r$ (μs) | $\sigma_{tr} \pm \delta \sigma_{tr}$ (μs) | Trou | z (cm) | r (cm) | $K_r \pm \delta K_r$ (keV. μs^2) |
|------------|---------------|-------------------------------------|---|------|-------------|-------------|---|
| ^{181}Ta | 4, 28 | $201, 0 \pm 1, 0$ | $16, 2 \pm 2, 4$ | 12 | 97, 5 | 143 | $173, 5 \pm 1, 8$ |
| | | $200, 1 \pm 1, 0$ | $16, 2 \pm 2, 3$ | 5 | 82, 5 | 102 | $172, 0 \pm 1, 8$ |
| | | $198, 8 \pm 1, 0$ | $16, 0 \pm 2, 3$ | 5 | -82, 5 | 102 | $169, 9 \pm 1, 8$ |
| | | $199, 5 \pm 1, 0$ | $16, 0 \pm 2, 7$ | 10 | 7, 5 | 46 | $171, 0 \pm 1, 8$ |
| | | $199, 9 \pm 1, 0$ | $15, 9 \pm 2, 6$ | 5 | 7, 5 | 60 | $171, 6 \pm 1, 8$ |
| ^{99}Tc | 5, 584 | $175, 2 \pm 0, 9$ | $15, 0 \pm 2, 0$ | 12 | 97, 5 | 143 | $172, 1 \pm 1, 8$ |
| | | $175, 7 \pm 0, 9$ | $14, 0 \pm 2, 7$ | 12 | 112, 5 | 154 | $173, 2 \pm 1, 8$ |
| | | $174, 5 \pm 0, 9$ | $14, 8 \pm 2, 3$ | 12 | 7, 5 | 105 | $170, 7 \pm 1, 8$ |
| | | $174, 7 \pm 0, 9$ | $14, 8 \pm 2, 6$ | 5 | 7, 5 | 60 | $171, 2 \pm 1, 8$ |
| | | $174, 8 \pm 0, 9$ | $15, 4 \pm 1, 7$ | 3 | 7, 5 | 17 | $171, 4 \pm 1, 8$ |
| | | $175, 2 \pm 0, 9$ | $14, 7 \pm 2, 8$ | 10 | 7, 5 | 46 | $172, 2 \pm 1, 8$ |
| ^{99}Tc | 20, 274 | $92, 2 \pm 0, 6$ | $6, 5 \pm 0, 9$ | 12 | 97, 5 | 143 | $173, 7 \pm 2, 1$ |
| | | $91, 9 \pm 0, 6$ | $6, 2 \pm 1, 0$ | 12 | 112, 5 | 154 | $172, 7 \pm 2, 1$ |
| | | $91, 9 \pm 0, 6$ | $6, 5 \pm 0, 9$ | 12 | 7, 5 | 105 | $172, 5 \pm 2, 1$ |
| | | $91, 6 \pm 0, 6$ | $6, 6 \pm 1, 3$ | 5 | 7, 5 | 60 | $171, 6 \pm 2, 1$ |
| | | $91, 9 \pm 0, 6$ | $6, 5 \pm 1, 0$ | 3 | 7, 5 | 17 | $172, 6 \pm 2, 1$ |
| | | $92, 0 \pm 0, 6$ | $6, 2 \pm 1, 7$ | 10 | 7, 5 | 46 | $173, 0 \pm 2, 1$ |
| ^{55}Mn | 337 | $22, 1 \pm 0, 3$ | $1, 9 \pm 0, 4$ | 5 | 7, 5 | 60 | $170, 4 \pm 4, 9$ |
| | | $22, 4 \pm 0, 3$ | $1, 9 \pm 0, 4$ | 5 | 82, 5 | 102 | $174, 4 \pm 5, 0$ |
| | | $22, 2 \pm 0, 3$ | $1, 8 \pm 0, 4$ | 5 | -82, 5 | 102 | $171, 8 \pm 4, 9$ |
| ^{197}Au | 4, 906 | $185, 7 \pm 1, 0$ | $17, 1 \pm 2, 9$ | 5 | 7, 5 | 60 | $169, 9 \pm 1, 8$ |
| | | $187, 1 \pm 1, 0$ | $17, 5 \pm 2, 8$ | 5 | 82, 5 | 102 | $172, 4 \pm 1, 8$ |
| | | $185, 9 \pm 1, 0$ | $17, 2 \pm 2, 9$ | 5 | -82, 5 | 102 | $170, 2 \pm 1, 8$ |
| ^{115}In | 9, 07 | $136, 4 \pm 0, 7$ | $8, 9 \pm 1, 3$ | 5 | 7, 5 | 60 | $169, 7 \pm 1, 9$ |
| | | $136, 9 \pm 0, 7$ | $8, 4 \pm 1, 1$ | 5 | 82, 5 | 102 | $170, 9 \pm 1, 9$ |
| | | $136, 3 \pm 0, 7$ | $8, 4 \pm 1, 1$ | 5 | -82, 5 | 102 | $169, 4 \pm 1, 9$ |
| ^{109}Ag | 5, 19 | $180, 7 \pm 1, 0$ | $13, 1 \pm 2, 1$ | 12 | 7, 5 | 105 | $170, 2 \pm 1, 8$ |
| ^{107}Ag | 16, 30 | $102, 3 \pm 0, 6$ | $6, 0 \pm 0, 7$ | 12 | 7, 5 | 105 | $171, 9 \pm 2, 0$ |

TAB. 4.1 – Informations concernant les couples (E_r, t_r) retenus pour déterminer le paramètre K de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection.

de cette remarque et de l'expression 4.3, l'incertitude relative $\frac{\delta K_r}{K_r}$ associée au paramètre K_r , définie pour chaque résonance, devient :

$$\frac{\delta K_r}{K_r} = 2 \frac{\delta t_r}{t_r + t_0} \quad (4.4)$$

L'expression de l'incertitude δt_r portant sur la détermination du temps t_r des résonances est donnée par la définition 4.2. Toutes les informations pertinentes liées aux couples (E_r, t_r) retenus sont rassemblées dans le tableau 4.1.

4.3 Estimation expérimentale des paramètres K et t_0

La figure 4.4 présente l'évolution du paramètre K en fonction de l'énergie E pour différentes distances r au centre du bloc de plomb. Ces distances sont : $r = 102 \text{ cm}$ avec z négatif et $r = 16 \text{ cm}$, $r = 45 \text{ cm}$, $r = 60 \text{ cm}$, $r = 102 \text{ cm}$, $r = 143 \text{ cm}$ avec z positif (cf. tableau 4.1) ; la sphère inscrite dans le bloc de plomb a approximativement un rayon de 165 cm (cf. partie I section 2.1). L'étude des résultats indique qu'il n'y a pas de variation du paramètre K , en fonction de l'énergie, sur l'intervalle compris entre 1 eV et 350 eV .

La figure 4.5 présente l'évolution du paramètre K en fonction de la distance au centre du bloc de plomb r , pour les différents matériaux utilisés (cf. tableau 1.1). L'analyse attentive des données semble montrer une légère dépendance du paramètre K avec la distance r : les valeurs K_r associées aux différents couples (E_r, t_r) sont plus élevées à la périphérie du bloc de plomb qu'en son centre. Cependant, l'incertitude δK_r portant sur le paramètre K_r obtenu pour chaque couple (E_r, t_r) est telle qu'il n'est pas possible de quantifier expérimentalement cette infime variation.

La compilation (cf. tableau 4.1) de tous les paramètres K_r obtenus pour les couples (E_r, t_r) conduit à estimer expérimentalement, en tout point du bloc de plomb et pour toutes les énergies, le paramètre K , de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection, de la manière suivante :

$$K = 172 \pm 2 \text{ keV} \cdot \mu\text{s}^2 \quad (4.5)$$

Il est indiqué dans la section 4.2 que le paramètre t_0 , de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection, est fixé à $0,37 \mu\text{s}$; cette estimation est le résultat de la simulation (cf. partie I section 3.2). Ce paramètre ne peut être déterminé expérimentalement car l'incertitude δt_r minimale associée au temps t_r des résonances en temps des couples (E_r, t_r) est du

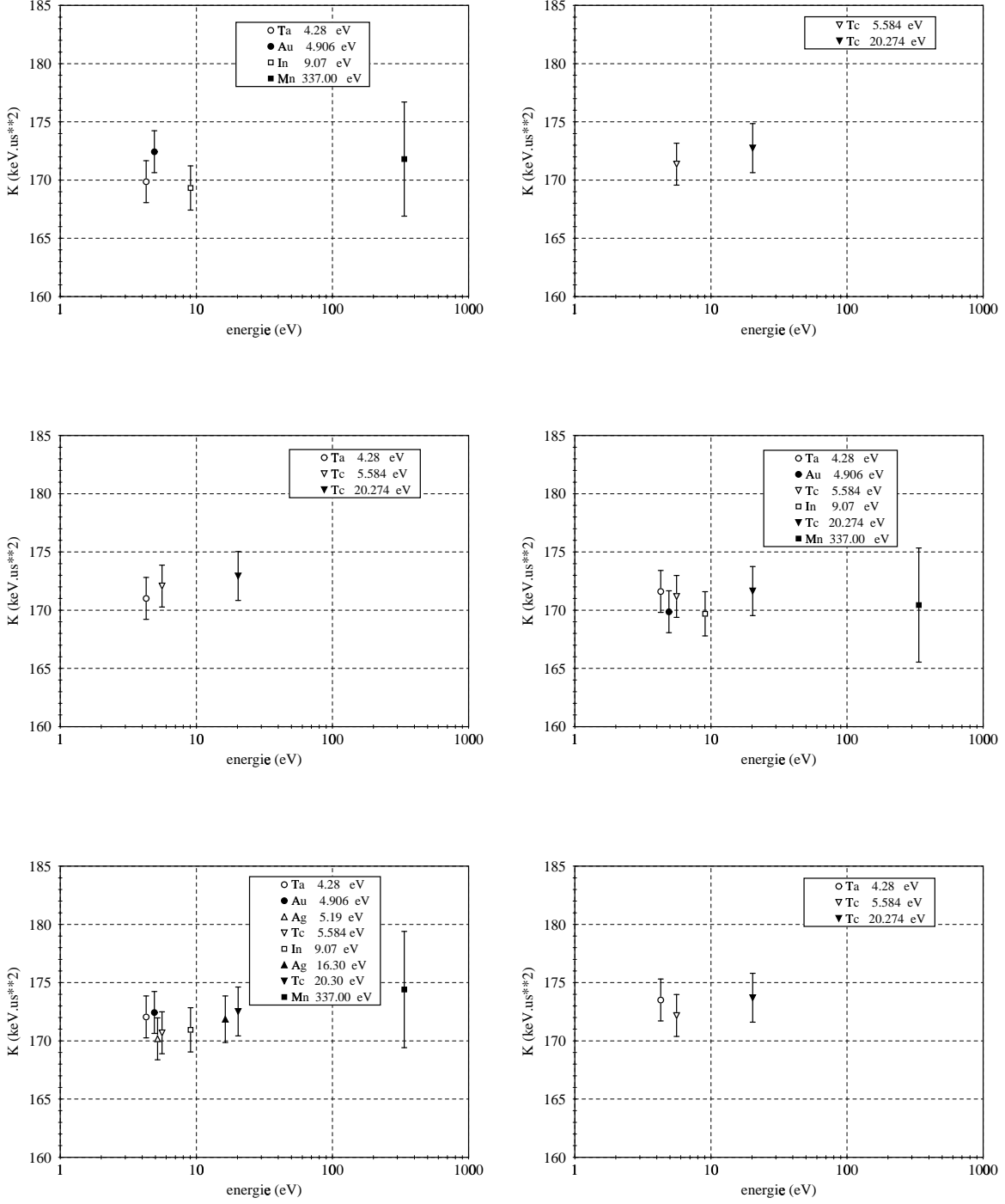


FIG. 4.4 – Évolution du paramètre K en fonction de l'énergie E . De la gauche vers la droite et de haut en bas, les distances sont : $r = 102$ cm avec z négatif et $r = 16$ cm, $r = 45$ cm, $r = 60$ cm, $r = 102$ cm, $r = 143$ cm avec z positif.

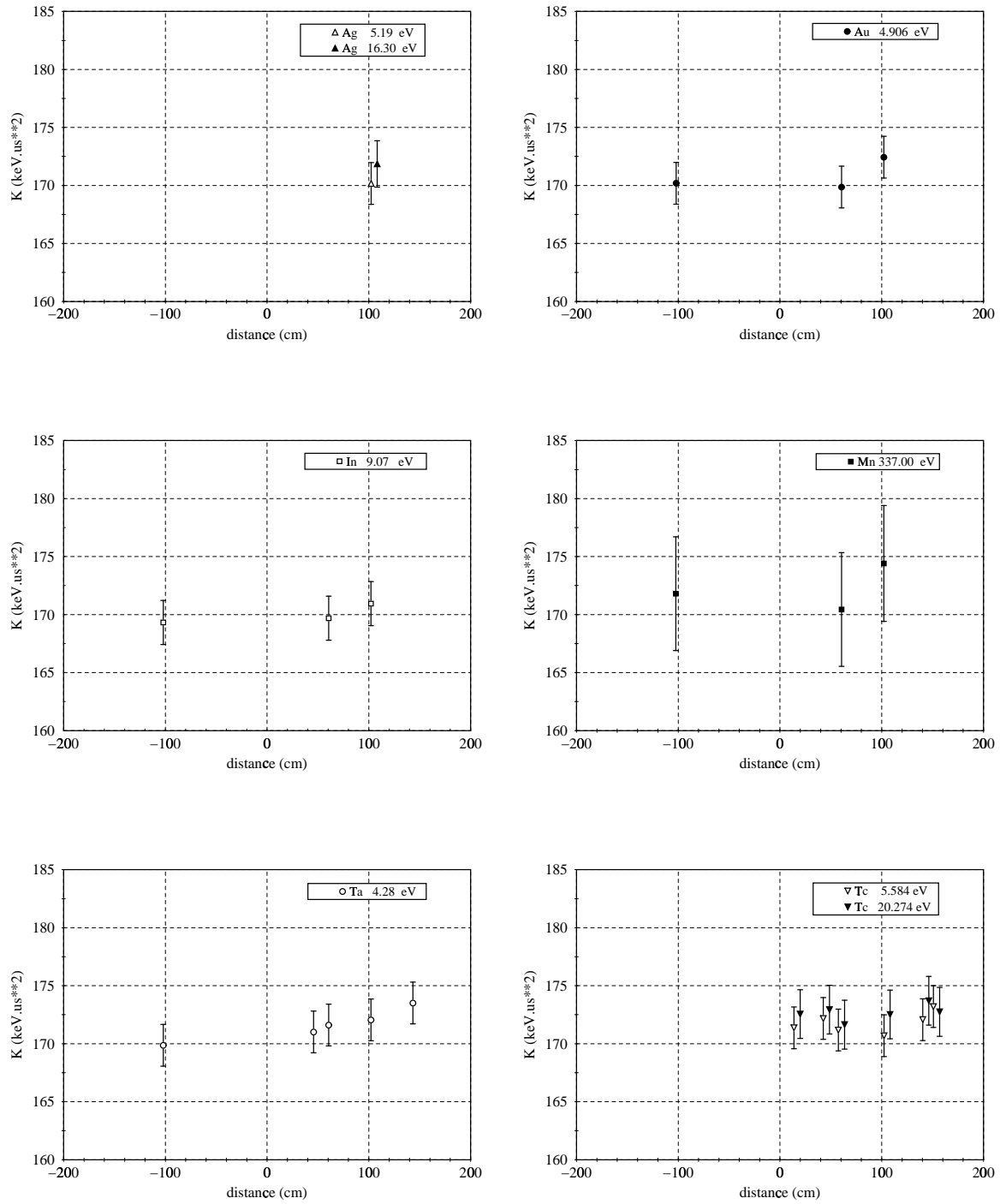


FIG. 4.5 – Évolution du paramètre K en fonction de la distance r . Les différents matériaux utilisés sont : l'argent, l'or, l'indium, le manganèse, le tantale et le technétium.

même ordre de grandeur.

L'étude retranscrite dans le tableau 4.2 montre, toutefois, que le paramètre t_0 peut être borné expérimentalement : le paramètre K_r associé à deux résonances en énergie extrêmes, choisies parmi les couples (E_r, t_r) est calculé pour $t_0 = 0 \mu s$, $t_0 = 0,37 \mu s$ et $t_0 = 0,74 \mu s$. Le paramètre $\langle K_r \rangle$, obtenu pour chaque résonance en énergie E_r en faisant abstraction de l'emplacement de la mesure dans le bloc de plomb, est respectivement de :

- $171,0 \text{ keV}.\mu s^2$, $171,6 \text{ keV}.\mu s^2$ et $172,2 \text{ keV}.\mu s^2$ pour la résonance à $4,28 \text{ eV}$ du tantale ;
- $166,6 \text{ keV}.\mu s^2$, $172,2 \text{ keV}.\mu s^2$ et $177,9 \text{ keV}.\mu s^2$ pour la résonance à 337 eV du manganèse.

L'influence du paramètre t_0 dans l'intervalle compris entre $0 \mu s$ et $0,74 \mu s$ est très limitée pour des énergies de quelques eV . Elle est, par contre, très importante pour les énergies supérieures à 100 eV . Il apparaît évident que la valeur de $0,37 \mu s$ pour le paramètre t_0 est la plus appropriée pour maintenir le paramètre K indépendant de l'énergie (cf. estimation expérimentale 4.5 de K).

| $^A X$ | E_r (eV) | $t_r \pm \delta t_r$ (μs) | Trou | z (cm) | $K_r \pm \delta K_r$ ($\text{keV}.\mu s^2$) $t_0 = 0 \mu s$ | $K_r \pm \delta K_r$ ($\text{keV}.\mu s^2$) $t_0 = 0,37 \mu s$ | $K_r \pm \delta K_r$ ($\text{keV}.\mu s^2$) $t_0 = 0,74 \mu s$ |
|------------|--------------------------|-------------------------------------|------|------------------------|---|--|--|
| ^{181}Ta | 4,28 | $201,0 \pm 1,0$ | 12 | 97,5 | $172,9 \pm 1,8$ | $173,5 \pm 1,8$ | $174,2 \pm 1,8$ |
| | | $200,1 \pm 1,0$ | 5 | 82,5 | $171,4 \pm 1,8$ | $172,0 \pm 1,8$ | $172,6 \pm 1,8$ |
| | | $198,8 \pm 1,0$ | 5 | -82,5 | $169,2 \pm 1,8$ | $169,9 \pm 1,8$ | $170,4 \pm 1,8$ |
| | | $199,5 \pm 1,0$ | 10 | 7,5 | $170,3 \pm 1,8$ | $171,0 \pm 1,8$ | $171,6 \pm 1,8$ |
| | | $199,9 \pm 1,0$ | 5 | 7,5 | $171,0 \pm 1,8$ | $171,6 \pm 1,8$ | $172,3 \pm 1,8$ |
| ^{55}Mn | 337 | $22,1 \pm 0,3$ | 5 | 7,5 | $164,6 \pm 4,4$ | $170,4 \pm 4,9$ | $175,8 \pm 5,1$ |
| | | $22,4 \pm 0,3$ | 5 | 82,5 | $169,1 \pm 4,5$ | $174,4 \pm 5,0$ | $180,5 \pm 5,3$ |
| | | $22,2 \pm 0,3$ | 5 | -82,5 | $166,1 \pm 4,5$ | $171,8 \pm 4,9$ | $177,3 \pm 5,1$ |

TAB. 4.2 – Étude de l'influence du paramètre t_0 dans l'intervalle $[0 : 0,74] \mu s$ sur la détermination expérimentale du paramètre K .

La détermination expérimentale du paramètre caractéristique K ainsi que celle de la relation moyenne liant l'énergie des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb sont par conséquent entièrement décrites par les figures 4.6 et 4.7 ; le paramètre caractéristique t_0 est pris égal à $0,37 \mu s$.

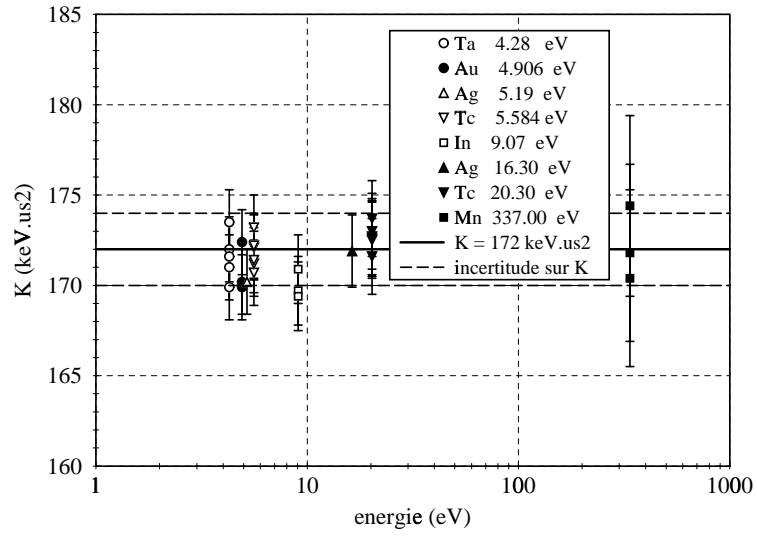


FIG. 4.6 – Détermination expérimentale du paramètre caractéristique K ; $t_0 = 0,37 \mu s$.

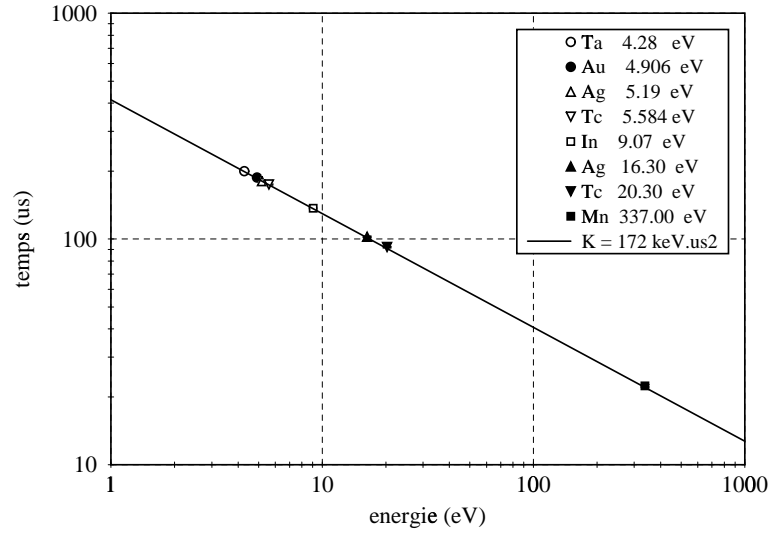


FIG. 4.7 – Détermination expérimentale de la relation moyenne liant l'énergie des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb ; $t_0 = 0,37 \mu s$.

4.4 Dispersion associée à la relation énergie-temps

La relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps de détection t n'est pas univoque, il existe une certaine dispersion autour de la relation moyenne : $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$ (cf. partie I section 3.2). La dispersion en temps associée à une résonance en temps t_r est donnée par l'écart-type σ_{t_r} de la gaussienne utilisée lors de l'ajustement du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ correspondant (cf. section 4.1). De manière générale, la dispersion en temps σ_t reflète la dispersion en énergie σ_E autour de l'énergie E , telle que :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2 \frac{\sigma_t}{t + t_0} \quad (4.6)$$

L'amplitude $\bar{a}(t_r)$ associée au sommet de chaque résonance en temps, compte tenu de la définition 4.1 de la fonction d'ajustement des spectres $\epsilon_t \Delta n(t)$ (cf. section 4.1), s'exprime de la manière suivante :

$$\bar{a}(t_r) = F_r + \frac{\alpha_r}{\sigma_{t_r}} \quad (4.7)$$

où F_r est l'amplitude du fond continu et $\frac{\alpha_r}{\sigma_{t_r}}$ décrit l'amplitude T_r de la gaussienne associée à la résonance considérée. L'écart-type σ_{t_r} de chaque résonance en temps est déterminé avec une certaine incertitude $\delta\sigma_{t_r}$ qui dépend de la précision avec laquelle l'amplitude du fond continu F_r et l'amplitude de la gaussienne $\frac{\alpha_r}{\sigma_{t_r}}$ sont définies. Nous faisons les deux hypothèses suivantes :

- l'amplitude $\bar{a}(t_r)$ est déterminée de façon absolue pour toutes les résonances : $\delta\bar{a}(t_r) = 0$
- l'incertitude sur l'amplitude $\frac{\alpha_r}{\sigma_{t_r}}$ de la gaussienne est portée exclusivement par l'écart-type σ_{t_r} : $\delta\left(\frac{\alpha_r}{\sigma_{t_r}}\right) = \frac{\alpha_r}{\sigma_{t_r}^2} \delta\sigma_{t_r}$.

En tenant compte de ces deux hypothèses et de l'expression 4.7, l'incertitude relative $\frac{\delta\sigma_{t_r}}{\sigma_{t_r}}$ associée à l'écart-type σ_{t_r} de chaque gaussienne s'écrit :

$$\frac{\delta\sigma_{t_r}}{\sigma_{t_r}} = \frac{\delta F_r}{\bar{a}(t_r) - F_r} \quad (4.8)$$

Les écarts-types σ_{t_r} et les incertitudes $\delta\sigma_{t_r}$ associées, de toutes les résonances retenues pour la détermination des couples (E_r, t_r) (cf. section 4.2), sont indiqués dans les tableaux 4.1 et 4.3.

La dispersion en énergie σ_E , de la relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps de détection t s'exprime en fonction de la dispersion en temps σ_t (cf. définition 4.6). L'incertitude $\delta(\frac{\sigma_E}{E})$ portant sur $\frac{\sigma_E}{E}$ est, par conséquent, décrite par :

$$\delta\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \frac{\sigma_E}{E} \left[\frac{\delta\sigma_t}{\sigma_t} + \frac{\delta t}{t + t_0} \right] \quad (4.9)$$

| AX | E_r (eV) | $t_r \pm \delta t_r$ (μs) | $\sigma_{tr} \pm \delta \sigma_{tr}$ (μs) | Trou | z | $(\frac{\sigma_{E_r}}{E_r})$ $\pm \delta(\frac{\sigma_{E_r}}{E_r})$ | $(\frac{\sigma_E}{E})$ $\pm \delta(\frac{\sigma_E}{E})$ |
|------------|---------------|-------------------------------------|---|------|-------|--|--|
| ^{181}Ta | 4, 28 | $201,0 \pm 1,0$ | $16,2 \pm 2,4$ | 12 | 97,5 | $0,16 \pm 0,03$ | $0,16 \pm 0,03$ |
| | | $200,1 \pm 1,0$ | $16,2 \pm 2,3$ | 5 | 82,5 | $0,16 \pm 0,03$ | |
| | | $198,8 \pm 1,0$ | $16,0 \pm 2,3$ | 5 | -82,5 | $0,16 \pm 0,03$ | |
| | | $199,5 \pm 1,0$ | $16,0 \pm 2,7$ | 10 | 7,5 | $0,16 \pm 0,03$ | |
| | | $199,9 \pm 1,0$ | $15,9 \pm 2,6$ | 5 | 7,5 | $0,16 \pm 0,03$ | |
| ^{99}Tc | 5, 584 | $175,2 \pm 0,9$ | $15,0 \pm 2,0$ | 12 | 97,5 | $0,17 \pm 0,03$ | $0,17 \pm 0,04$ |
| | | $175,7 \pm 0,9$ | $14,0 \pm 2,7$ | 12 | 112,5 | $0,16 \pm 0,04$ | |
| | | $174,5 \pm 0,9$ | $14,8 \pm 2,3$ | 12 | 7,5 | $0,17 \pm 0,03$ | |
| | | $174,7 \pm 0,9$ | $14,8 \pm 2,6$ | 5 | 7,5 | $0,17 \pm 0,04$ | |
| | | $174,8 \pm 0,9$ | $15,4 \pm 1,7$ | 3 | 7,5 | $0,18 \pm 0,03$ | |
| | | $175,2 \pm 0,9$ | $14,7 \pm 2,8$ | 10 | 7,5 | $0,17 \pm 0,04$ | |
| ^{99}Tc | 20, 274 | $92,2 \pm 0,6$ | $6,5 \pm 0,9$ | 12 | 97,5 | $0,14 \pm 0,03$ | $0,14 \pm 0,04$ |
| | | $91,9 \pm 0,6$ | $6,2 \pm 1,0$ | 12 | 112,5 | $0,13 \pm 0,03$ | |
| | | $91,9 \pm 0,6$ | $6,5 \pm 0,9$ | 12 | 7,5 | $0,14 \pm 0,03$ | |
| | | $91,6 \pm 0,6$ | $6,6 \pm 1,3$ | 5 | 7,5 | $0,14 \pm 0,03$ | |
| | | $91,9 \pm 0,6$ | $6,5 \pm 1,0$ | 3 | 7,5 | $0,14 \pm 0,03$ | |
| | | $92,0 \pm 0,6$ | $6,2 \pm 1,7$ | 10 | 7,5 | $0,13 \pm 0,04$ | |
| ^{55}Mn | 337 | $22,1 \pm 0,3$ | $1,9 \pm 0,4$ | 5 | 7,5 | $0,17 \pm 0,04$ | $0,17 \pm 0,04$ |
| | | $22,4 \pm 0,3$ | $1,9 \pm 0,4$ | 5 | 82,5 | $0,17 \pm 0,04$ | |
| | | $22,2 \pm 0,3$ | $1,8 \pm 0,4$ | 5 | -82,5 | $0,16 \pm 0,04$ | |
| ^{197}Au | 4, 906 | $185,7 \pm 1,0$ | $17,1 \pm 2,9$ | 5 | 7,5 | $0,18 \pm 0,04$ | $0,18 \pm 0,04$ |
| | | $187,1 \pm 1,0$ | $17,5 \pm 2,8$ | 5 | 82,5 | $0,19 \pm 0,04$ | |
| | | $185,9 \pm 1,0$ | $17,2 \pm 2,9$ | 5 | -82,5 | $0,18 \pm 0,04$ | |
| ^{115}In | 9, 07 | $136,4 \pm 0,7$ | $8,9 \pm 1,3$ | 5 | 7,5 | $0,13 \pm 0,02$ | $0,13 \pm 0,02$ |
| | | $136,9 \pm 0,7$ | $8,4 \pm 1,1$ | 5 | 82,5 | $0,12 \pm 0,02$ | |
| | | $136,3 \pm 0,7$ | $8,4 \pm 1,1$ | 5 | -82,5 | $0,12 \pm 0,02$ | |
| ^{109}Ag | 5, 19 | $180,7 \pm 1,0$ | $13,1 \pm 2,1$ | 12 | 7,5 | $0,14 \pm 0,03$ | $0,14 \pm 0,03$ |
| ^{107}Ag | 16, 30 | $102,3 \pm 0,6$ | $6,0 \pm 0,7$ | 12 | 7,5 | $0,12 \pm 0,02$ | $0,12 \pm 0,02$ |

TAB. 4.3 – Informations relatives à la dispersion de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection.

La dispersion relative $\delta(\frac{\sigma_E}{E})/(\frac{\sigma_E}{E})$ est généralement de l'ordre de 15 % (cf. tableau 4.3), ce qui exclut toute possibilité de déterminer expérimentalement si la dispersion de la relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps de détection t évolue avec la distance. C'est pourquoi, le terme $\frac{\sigma_E}{E}$ est moyenné, pour chaque résonance, sur l'ensemble des mesures effectuées avec la même cible et avec les mêmes conditions de faisceau, quel que soit l'emplacement de la mesure dans le bloc de plomb ; l'incertitude associée $\delta(\frac{\sigma_E}{E})$ est l'incertitude la plus grande de l'ensemble des mesures concernées.

Toutes les informations relatives à la dispersion de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection, des résonances retenues pour la détermination expérimentale du paramètre K (cf. section 4.2), sont regroupées dans le tableau 4.3 ; la figure 4.8 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux, le calcul analytique (cf. partie I section 1.5) et la simulation (cf. partie I section 3.2).

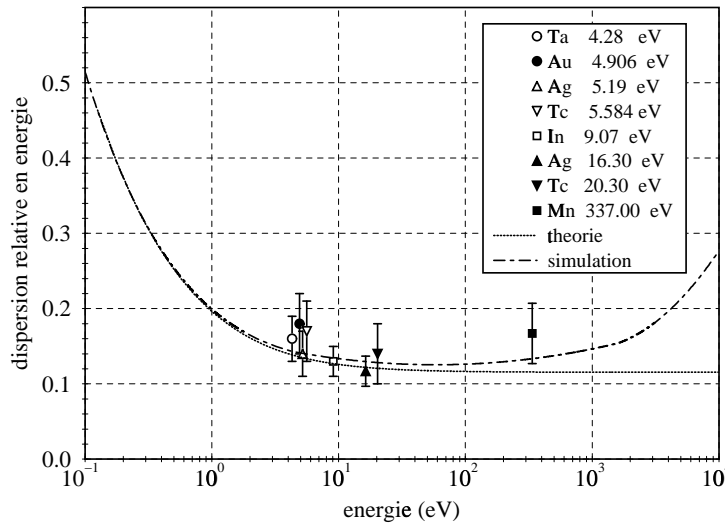


FIG. 4.8 – *Dispersions relatives en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$: expérimentale, théorique et simulée de la relation liant l'énergie des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb.*

Chapitre 5

Taux de transmutation expérimental en fonction de l'énergie

5.1 Spectre de capture (n, γ) en fonction de l'énergie

Toutes les mesures concernant les détecteurs CeF_3 sont réalisées à partir d'informations en temps, or les taux de transmutation sont requis par unité d'énergie. Il est par conséquent nécessaire d'appliquer une nouvelle fois une méthode pour passer des spectres en temps aux spectres en énergie associés.

Le spectre différentiel $n(t)$, tel qu'il est défini dans la section 3.6, représente le nombre de captures (n, γ) ayant lieu entre les temps t et $t + \Delta t$ normalisé par l'intervalle de temps Δt (cf. définition 3.8). Le nombre $dn(t)$ de captures (n, γ) se produisant au temps t pendant l'intervalle de temps infinitésimal dt est donné par :

$$dn(t) = n(t).dt \quad (5.1)$$

Nous faisons l'hypothèse d'une relation univoque entre l'énergie E d'un neutron et son temps t de détection dans le bloc de plomb : $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$. Les paramètres K et t_0 sont définis expérimentalement dans la section 4.3, tels que :

$$K = 172 \pm 2 \text{ keV}.\mu s^2 \quad \text{et} \quad t_0 = 0,37 \mu s \quad (5.2)$$

Le spectre différentiel $n(E)$ représente le nombre de captures (n, γ) liées à des neutrons dont l'énergie E est comprise entre les énergies E et $E + \Delta E$ normalisé par l'intervalle d'énergie ΔE . Le nombre $dn(E)$ de captures (n, γ) se produisant à l'énergie E sur l'intervalle d'énergie infini-

tésimal dE est donné par :

$$dn(E) = n(E) \cdot dE \quad (5.3)$$

Dans le cadre de l'hypothèse d'une relation univoque liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection, le nombre $dn(E)$ de captures (n, γ) se produisant à l'énergie E est identique au nombre $dn(t)$ de captures (n, γ) se produisant au temps t associé. Il est ainsi possible de définir le spectre différentiel $n(E)$ à partir des mesures réalisées en temps :

$$n(E) = n(t) \cdot \frac{dt}{dE} \quad (5.4)$$

L'incertitude $\delta n(E)$ portant sur le spectre différentiel $n(E)$, compte tenu de la relation 5.4, s'exprime directement en fonction de l'incertitude $\delta n(t)$ (cf. définition 3.13) portant sur le spectre différentiel $n(t)$:

$$\delta n(E) = \delta n(t) \cdot \frac{dt}{dE} \quad (5.5)$$

L'intervalle utilisé lors de la discrétisation en temps des spectres $n(t)$ et $\Delta n(t)$ représente un pas linéaire constant. Les sections efficaces sont habituellement données dans la littérature avec une échelle logarithmique en énergie. C'est pourquoi les spectres $n(E)$ et $\Delta n(E)$ sont redistribués sur un espace utilisant un pas logarithmique constant α ; le spectre $\Delta n(E)$ est défini simplement à partir du spectre différentiel $n(E)$ par $\Delta n(E) = n(E) \cdot \Delta E$ (cf. définition 5.3). Soient E_{min} et E_{max} les énergies minimale et maximale de cet espace contenant un nombre d'intervalles n , alors :

$$\alpha = \left(\frac{E_{max}}{E_{min}} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (5.6)$$

L'énergie E_i associée à l'intervalle i dans ce nouvel espace est donnée par :

$$E_i = \alpha^{i-1} \cdot E_{min} \quad (5.7)$$

La relation 5.7 vérifie les conditions aux limites : $E_1 = E_{min}$ et $E_n = E_{max}$. Cette transformation est appliquée à tous les spectres en énergie obtenus à partir de spectres en temps.

De manière générale, le spectre $\Delta n(E)$ représente le taux de transmutation des atomes de la cible considérée, à un certain emplacement dans le bloc de plomb, pour un nombre de protons donné. La grandeur $E \cdot n(E)$, obtenue pour une cible de technétium (cf. tableau 1.1)

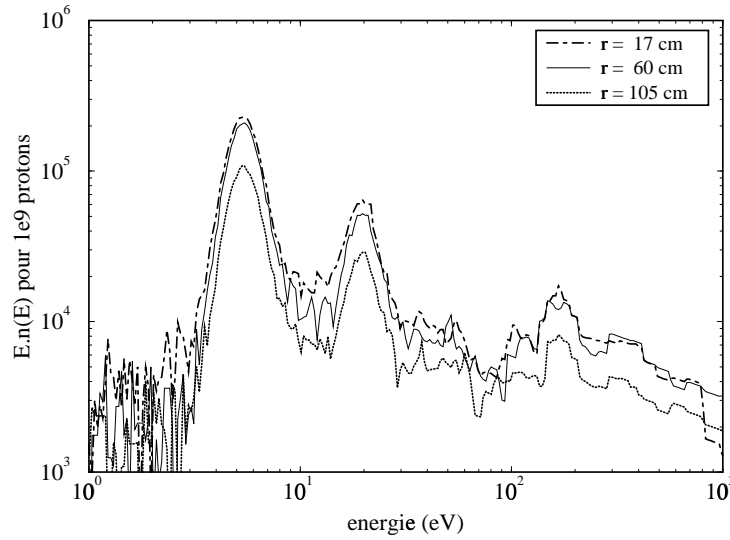


FIG. 5.1 – Évolution, en fonction de la distance au centre du bloc de plomb, de la grandeur $E.n(E)$ obtenue pour une cible de technétium.

placée successivement à 17 cm, 60 cm et 105 cm du centre du bloc de plomb, est portée sur la figure 5.1 ; les résultats sont normalisés à 10^9 protons. L'analyse attentive de cette figure appelle trois remarques importantes :

- La gamme d'énergie retenue est comprise entre 1 eV et 1 keV. La borne inférieure est fixée par le temps maximal de détection qui conduit à une précision statistique raisonnable, soit environ 400 μs . La borne supérieure est fonction du temps nécessaire, après l'injection de la bouffée de protons dans le bloc de plomb, à la bonne lisibilité des données (cf. figures 3.8 et 3.9), soit environ 15 μs . La relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps de détection t conduit à estimer à environ 13 μs le temps associé à une énergie de 1 keV et à environ 414 μs celui associé à une énergie de 1 eV.
- Le taux de transmutation diminue lorsque la distance au centre du bloc de plomb de la cible considérée augmente, confirmant ainsi le comportement général du flux de neutrons observé expérimentalement (cf. partie II chapitre 4) ; le taux de transmutation est directement lié au nombre d'atomes de la cible, à la section efficace de capture (n, γ) et au flux de neutrons qui représente l'unique grandeur dépendante de la position dans le bloc de plomb.
- L'essentiel des captures (n, γ) est réalisé dans les résonances en énergie les plus importantes confirmant le concept même de TARC (cf. partie I section 1.4) ; la perte d'énergie des neutrons lors de chaque collision avec les noyaux de plomb est suffisamment faible pour

être très inférieure à la largeur de ces résonances.

5.2 Détermination de la section efficace apparente de capture (n, γ)

Il est nécessaire de confirmer la méthode permettant de passer des spectres en temps aux spectres en énergie car l'hypothèse d'une relation univoque entre l'énergie E d'un neutron et son temps t de détection est très forte. Les tables fournissent des informations très détaillées sur les sections efficaces $\sigma_\gamma(E)$ de capture (n, γ). Il apparaît utile de comparer ces sections efficaces aux sections efficaces apparentes $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ obtenues à partir des mesures en temps réalisées avec les détecteurs CeF_3 . La section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ est déterminée à partir du spectre différentiel $n(E)$ (cf. définition 5.4), du flux différentiel $\phi(E)$ de neutrons (cf. partie II chapitre 4) et du nombre N d'atomes de la cible utilisée :

$$\bar{\sigma}_\gamma(E) = \frac{n(E)}{N \cdot \phi(E)} \quad (5.8)$$

Le flux différentiel $\phi(E)$ dépend de l'énergie E et de la distance r au centre du bloc de plomb. Il serait, par conséquent, plus juste de le noter : $\phi(E, r)$ (cf. partie II section 4.6). Nous décidons de nous affranchir des fluctuations statistiques portant sur le flux différentiel expérimental en ajustant $\phi(E, r)$ par une fonction $\bar{\phi}(E, r)$ à trois paramètres sur l'intervalle d'énergie compris entre 1 eV et 1 keV ; nous considérons pour cela le cas d'une source ponctuelle monoénergétique placée dans un milieu infini :

$$\bar{\phi}(E, r) = \frac{a}{E u^{3/2}} \exp\left(-\frac{b r^2}{u}\right) \exp\left(-\frac{c}{\sqrt{E}}\right) \quad \text{avec} \quad u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \quad (5.9)$$

E_0 est pris égale à 1,5 MeV, les paramètres a , b et c sont définis dans la section 4.7 de la partie II.

Il est maintenant possible de réécrire la définition 5.8 de la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$:

$$\bar{\sigma}_\gamma(E) = \frac{n(E)}{N \cdot \bar{\phi}(E, r)} \quad (5.10)$$

Les déterminations du flux différentiel ajusté $\bar{\phi}(E, r)$ (cf. définition 5.9) et du spectre différentiel $n(E)$ (cf. définition 5.4) se font de manière indépendante. Ceci conduit à exprimer l'incertitude $\delta\bar{\sigma}_\gamma(E)$ portant sur la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ de la façon suivante :

$$\left(\frac{\delta\bar{\sigma}_\gamma(E)}{\bar{\sigma}_\gamma(E)}\right)^2 = \left(\frac{\delta n(E)}{n(E)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\bar{\phi}(E, r)}{\bar{\phi}(E, r)}\right)^2 \quad (5.11)$$

L'incertitude $\delta n(E)$ portant sur le spectre différentiel $n(E)$ de capture (n, γ) est définie par la relation 5.5.

La figure 5.2 représente la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ obtenue pour une cible de technétium (cf. tableau 1.1) placée successivement à 17 cm, 60 cm et 105 cm du centre du bloc de plomb. Cette grandeur physique dépend uniquement des caractéristiques intrinsèques du matériau utilisé, elle est totalement indépendante de la position de la cible dans le bloc de plomb. L'accord constaté sur la figure 5.2 entre les différentes sections efficaces apparentes indique que le flux différentiel $\phi(E)$ est déterminé expérimentalement puis ajusté par $\bar{\phi}(E, r)$ de façon satisfaisante dans l'ensemble du bloc de plomb. Les dispersions observées sont le reflet des incertitudes statistique et systématique des mesures de taux de transmutation et des mesures de flux.

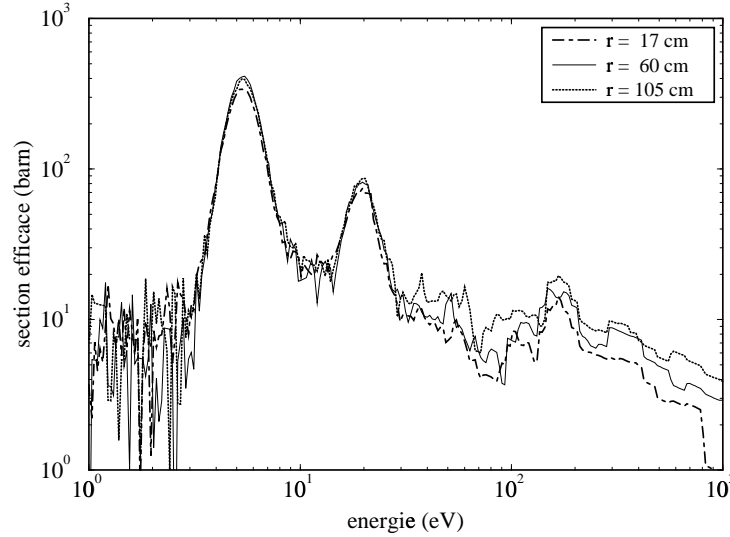


FIG. 5.2 – Évolution de la section efficace apparente d'une cible de technétium en fonction de sa distance au centre du bloc de plomb.

5.3 Approche analytique

Les sections efficaces $\sigma_\gamma(E)$ de capture (n, γ) lues dans les tables ne peuvent pas être comparées directement aux sections efficaces apparentes $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ (cf. définition 5.10) obtenues expérimentalement. Il est nécessaire de prendre en compte l'auto-absorption des neutrons dans la cible considérée et la dispersion de la relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection autour de la valeur moyenne $E = \frac{K}{(t+t_0)^2}$.

5.3.1 Effet lié à l'auto-absorption

Nous considérons dans un premier temps un flux différentiel monodirectionnel $\phi(E)$ de neutrons arrivant perpendiculairement à la surface S d'une cible d'épaisseur e (cf. figure 5.3). Soit n la densité d'atomes par unité de volume dans cette cible, soit $\partial_x n(E, x)$ le spectre différentiel des réactions de capture (n, γ) engendrées dans la cible après un parcours dx des neutrons, il vient :

$$\partial_x n(E, x) = n e S \frac{dx}{e} \cdot \sigma_\gamma(E) \cdot \phi(E, x) \quad (5.12)$$

Le terme neS représente le nombre total d'atomes de la cible et le terme $\left(neS \frac{dx}{e}\right)$ le nombre d'atomes d'une cible de même surface S , de même composition mais d'épaisseur dx . La section efficace $\sigma_\gamma(E)$ est tirée des tables.

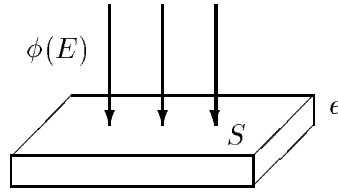


FIG. 5.3 – Flux de neutrons monodirectionnel.

L'expression 5.12 donnant le spectre différentiel $\partial_x n(E, x)$ des réactions de capture (n, γ) produites dans une cible de surface S et d'épaisseur dx peut être écrite de façon différente en considérant la diminution du flux différentiel $\phi(E, x)$ associée :

$$\partial_x n(E, x) = -S \cdot \partial_x \phi(E, x) \quad (5.13)$$

L'analyse conjointe des deux expressions 5.12 et 5.13 permet d'exprimer directement le flux différentiel $\phi(E, x)$ de neutrons en fonction de l'épaisseur de cible x traversée depuis la face d'entrée :

$$\phi(E, x) = \phi(E) \cdot e^{-n \sigma_\gamma(E) x} \quad (5.14)$$

La disparition du flux dans la cible est liée à la section efficace d'absorption $\sigma_a(E)$. Nous faisons l'hypothèse suivant laquelle la section efficace d'absorption $\sigma_a(E)$ est très peu différente de la section efficace $\sigma_\gamma(E)$ de capture (n, γ) . Ceci explique pourquoi seule la section efficace de capture (n, γ) apparaît dans la définition 5.14 du flux différentiel $\phi(E, x)$.

Le nombre différentiel $n(E)$ de réactions se produisant dans une cible de surface S et d'épaisseur e sous un flux monodirectionnel défini par 5.14, compte tenu de l'expression 5.12 du taux de réaction différentiel $\partial_x n(E, x)$, est donné après intégration sur x par :

$$n(E) = n e S \cdot \phi(E) \cdot \left(\frac{1 - e^{-n \sigma_\gamma(E) e}}{n e} \right) \quad (5.15)$$

Nous considérons maintenant le cas d'un flux différentiel multidirectionnel isotrope ; l'angle d'incidence avec la normale de la surface S de la cible d'épaisseur e est noté θ (cf. figure 5.4). Nous faisons l'hypothèse d'une surface S infiniment grande devant l'épaisseur e .

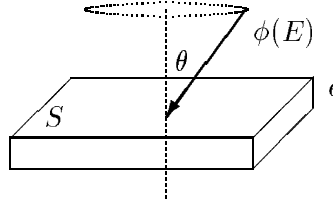


FIG. 5.4 – Flux de neutrons multidirectionnel isotrope.

La relation 5.15 fournit l'expression des taux de réaction différentiels $n(E)$ pour un flux différentiel monodirectionnel, il est ainsi possible de déterminer par analogie le nombre différentiel $\partial_\Omega n(E, \Omega)$ de réactions générées dans l'angle solide $d\Omega$; l'épaisseur effective de la cible devient $\frac{e}{\cos \theta}$. L'espace est réduit au demi-espace supérieur pour des raisons de symétrie évidentes (cf. figure 5.4), ce qui conduit à écrire :

$$\partial_\Omega n(E, \Omega) = \left(n e S \frac{d\Omega}{2\pi} \right) \cdot \phi(E) \cdot \left(\frac{1 - \exp \left(- \frac{n \sigma_\gamma(E) e}{\cos \theta} \right)}{\frac{n e}{\cos \theta}} \right) \quad (5.16)$$

Le nombre différentiel $n(E)$ de réactions générées dans tout le volume de la cible est obtenu après intégration du nombre différentiel $\partial_\Omega n(E, \Omega)$ de réactions (cf. définition 5.16) sur le demi-espace supérieur :

$$n(E) = \int_0^1 n e S \cdot \phi(E) \cdot \left(\frac{1 - \exp \left(- \frac{n \sigma_\gamma(E) e}{\cos \theta} \right)}{\frac{n e}{\cos \theta}} \right) \cdot d \cos \theta \quad (5.17)$$

Il est possible d'exprimer le nombre différentiel $n(E)$ de réactions générées dans l'ensemble de la cible à partir de la section efficace atténuée $\sigma_{att.}(E)$ de la façon suivante :

$$n(E) = n e S \cdot \sigma_{att.}(E) \cdot \phi(E) \quad (5.18)$$

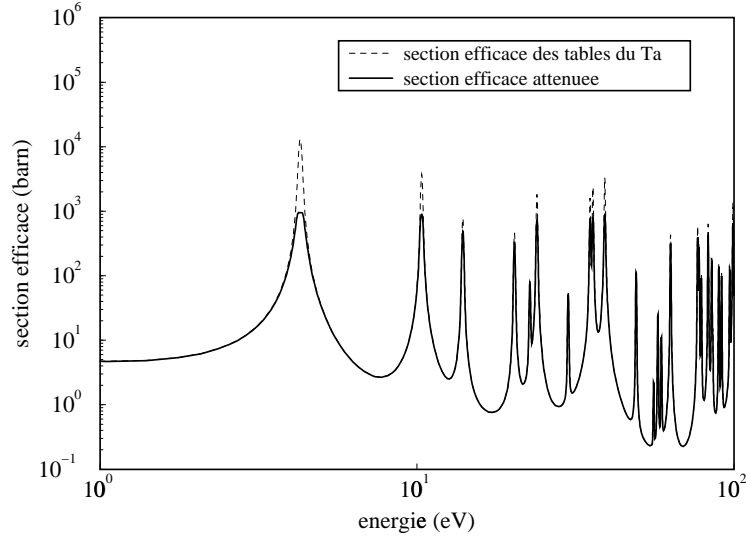


FIG. 5.5 – *Effet de l’auto-absorption des neutrons dans une cible de tantale de $100\ \mu\text{m}$ d’épaisseur sur la section efficace de capture (n, γ) .*

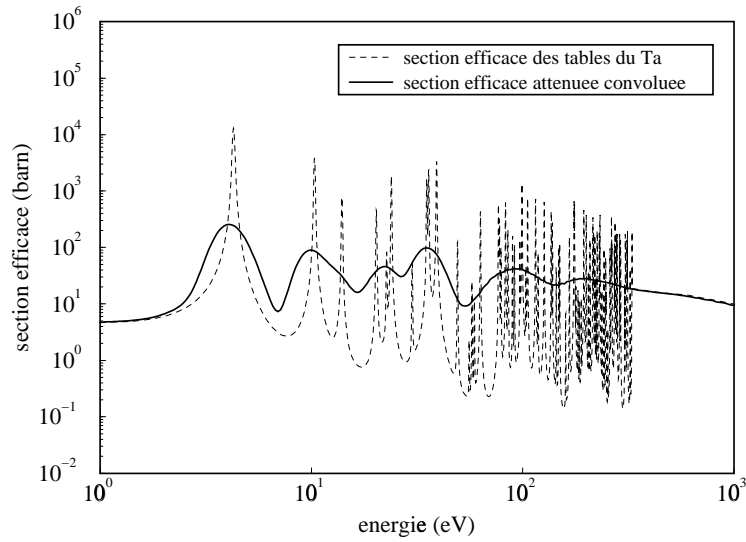


FIG. 5.6 – *Effets combinés de l’auto-absorption des neutrons et de la dispersion de la relation liant l’énergie d’un neutron à son temps de détection sur la section efficace de capture (n, γ) .*

Les définitions 5.17 et 5.18 permettent d'extraire la définition de la section efficace $\sigma_{att.}(E)$ prenant en compte l'effet d'auto-absorption lié à l'épaisseur de la cible à partir de la section efficace $\sigma_\gamma(E)$ référencée dans les tables :

$$\sigma_{att.}(E) = \frac{1}{n e} \int_0^1 \cos \theta \cdot \left(1 - \exp \left(- \frac{n e \sigma_\gamma(E)}{\cos \theta} \right) \right) \cdot d \cos \theta \quad (5.19)$$

Il est important de noter que l'auto-absorption des neutrons dans la cible porte en réalité sur le flux différentiel de neutrons $\phi(E)$ (cf. définitions 5.13 et 5.14) et non sur la section efficace $\sigma_\gamma(E)$. Pour une cible donnée, le nombre différentiel $n(E)$ de captures (n, γ) dépend uniquement du terme $\phi(E)\sigma_\gamma(E)$, il est par conséquent possible de faire porter artificiellement cet effet d'auto-absorption sur la section efficace $\sigma_\gamma(E)$ en considérant la section efficace atténuée $\sigma_{att.}(E)$ (cf. 5.19). La figure 5.5, obtenue pour une cible de tantale de $100 \mu m$ d'épaisseur (cf. tableau 1.1), montre que l'effet essentiel de l'auto-absorption des neutrons, sur la section efficace $\sigma_\gamma(E)$, est la diminution de la hauteur des résonances.

5.3.2 Effet lié à la dispersion

Nous définissons le nombre différentiel de réactions $n_{att.}(E)$ de capture (n, γ) à partir de la section efficace atténuée $\sigma_{att.}(E)$ prenant en compte l'effet d'auto-absorption (cf. définition 5.19), le flux différentiel ajusté $\bar{\phi}(E, r)$ (cf. définition 5.9) et le nombre d'atomes N de la cible considérée :

$$n_{att.}(E) = N \cdot \sigma_{att.}(E) \cdot \bar{\phi}(E, r) \quad (5.20)$$

L'utilisation de la fonction de corrélation $C(t | E)$ traduisant l'intégralité de la relation liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection (cf. partie I section 3.3) permet de déterminer le nombre $n_{att. conv.}(t)$ de réactions différentiel qui rend compte de la dispersion autour de la valeur moyenne de cette relation et de l'auto-absorption des neutrons dans la cible :

$$n_{att. conv.}(t) = \int_0^\infty n_{att.}(E) \cdot C(t | E) \cdot dE \quad (5.21)$$

Le nombre différentiel de réactions $n_{att. conv.}(E)$ est obtenu à partir du nombre différentiel de réactions $n_{att. conv.}(t)$ de la même façon que le nombre différentiel expérimental de réactions $n(E)$ est obtenu à partir du nombre différentiel expérimental de réactions $n(t)$ (cf. définition 5.4) :

$$n_{att. conv.}(E) \cdot dE = n_{att. conv.}(t) \cdot dt \quad (5.22)$$

Il est maintenant aisé de déterminer la section efficace $\sigma_{att.conv.}(E)$ tenant compte à la fois de la dispersion autour de la valeur moyenne de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection et de l'auto-absorption des neutrons engendrée par l'épaisseur de la cible :

$$\sigma_{att.conv.}(E) = \frac{n_{att.conv.}(E)}{N \cdot \bar{\phi}(E, r)} \quad (5.23)$$

L'effet prépondérant associé à la dispersion autour de la valeur moyenne de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection, sur la section efficace $\sigma_\gamma(E)$, est l'élargissement des résonances. La figure 5.6, réalisée avec une cible de tantale de $100 \mu m$ d'épaisseur, en est une parfaite illustration.

5.4 Comparaison des sections efficaces de capture (n, γ)

La figure 5.7 présente la comparaison de la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ (cf. section 5.2) et de la section efficace attendue $\sigma_{att.conv.}(E)$ (cf. section 5.3) de capture (n, γ) des cibles de tantale, de technétium, d'or, d'argent, d'indium et de manganèse retenues pour la détermination expérimentale des paramètres caractéristiques K et t_0 du bloc de plomb (cf. chapitre 4) ; l'efficacité totale ϵ_t est fixée à 0,45 pour l'ensemble des cibles retenues (cf. section 5.5). Les caractéristiques de nature, de surface, d'épaisseur et de masse de ces cibles sont regroupées dans le tableau 1.1. Quelques remarques sont immédiates :

- Pour chaque cible utilisée, le profil de la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ est l'image de celui de la section efficace attendue $\sigma_{att.conv.}(E)$.
- Les résultats concernant les cibles d'indium, d'argent et de manganèse indiquent que l'efficacité totale ϵ_t des détecteurs CeF_3 est différente d'une cible à une autre.
- Le manque apparent de comptage concernant la cible de manganèse atteste de l'extrême dureté de la sélection portant sur l'intensité du faisceau de protons (cf. section 2.5).
- Entre les résonances, la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ est beaucoup moins creusée que la section efficace attendue $\sigma_{att.conv.}(E)$.

Les remarques faites sur la figure 5.7 conduisent aux conclusions suivantes :

- La méthode d'obtention de spectres en énergie à partir de spectres en temps est parfaitement fonctionnelle (cf. section 5.1).

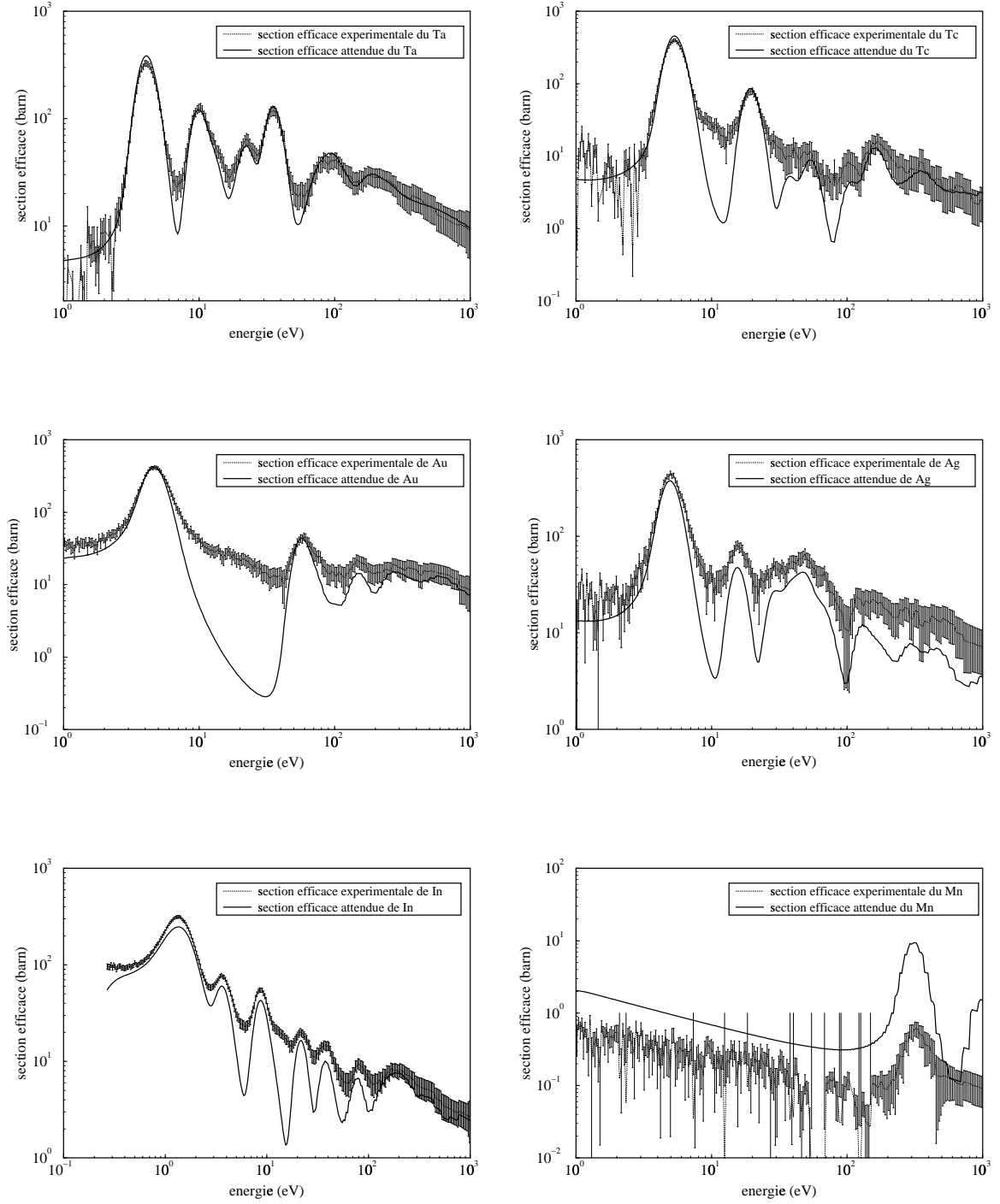


FIG. 5.7 – Comparaison de la section efficace apparente et de la section efficace attendue du tantale, du technétium, de l'or, de l'argent, de l'indium et du manganèse. L'efficacité totale ϵ_t du détecteur CeF_3 est fixée à 0,45 pour montrer qu'elle dépend du matériau.

- La section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ peut être déterminée expérimentalement, en valeur relative, pour n'importe quel matériau (cf. section 5.2)
- Le taux de transmutation différentiel d'un matériau peut être estimé numériquement à partir du flux différentiel $\phi(E, r)$ de neutrons et de la section efficace $\sigma_\gamma(E)$ (cf. section 5.3).
- Une meilleure modélisation du détecteur CeF_3 est nécessaire afin de déterminer la raison du *remplissage* de la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ entre les résonances.

Le concept du spectromètre à temps de ralentissement au plomb a été utilisé, il y a de cela 25 ans, par J.C. CHOU et W. WERLE pour mesurer expérimentalement la section efficace apparente $\bar{\sigma}_{Chou}(E)$ de capture (n, γ) du technétium [9]. Les sections efficaces apparentes $\bar{\sigma}_{Chou}(E)$ et $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ de capture (n, γ) du technétium sont rassemblées sur la figure 5.8. La section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ est obtenue avec le détecteur CeF_3 (cf. section 5.2) pour un échantillon de technétium de 86 mg (cf. table 1.1). La section efficace apparente $\bar{\sigma}_{Chou}(E)$ est extraite, par extrapolation en cible infiniment mince, d'une section efficace expérimentale obtenue avec des échantillons de technétium de 5 et 10 g. L'ensemble de mesure utilisé lors de l'expérience TARC se montre plus performant que celui utilisé par J.C. CHOU et W. WERLE pour effectuer la détermination de la section efficace apparente du technétium.

Une mesure récente de la section efficace de capture (n, γ) du technétium a été réalisée à Geel par F. GUNSING et al. [4]. La section efficace $\sigma_\gamma(E)$ de capture (n, γ) du technétium est obtenue à partir des paramètres de résonances indiqués dans la publication [4] par la formule de Breit et Wigner [46] :

$$\sigma_\gamma(E) = \sum_{i=1}^{nb} \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2} \quad (5.24)$$

où nb est le nombre de résonances. La figure 5.9 présente les sections efficaces convoluées $\sigma_{conv.}(E)$ de capture (n, γ) (cf. section 5.3) obtenues avec les mesures effectuées à Geel [4] et avec la base de données JENDL 3.2; l'échantillon de technétium est supposé infiniment mince, c'est pourquoi ces sections efficaces convoluées ne sont pas atténuées. Dans la gamme d'énergie comprise entre 60 et 200 eV, les mesures réalisées avec le détecteur CeF_3 sont d'avantage en accord avec les données récentes de Geel [4].

5.5 Détermination de l'efficacité totale ϵ_t des détecteurs CeF_3

La définition du spectre différentiel expérimental $n(t)$ de capture (n, γ) est donnée dans la section 3.6 (cf. définition 3.8). Le spectre différentiel expérimental $n(E)$ et la section efficace ap-

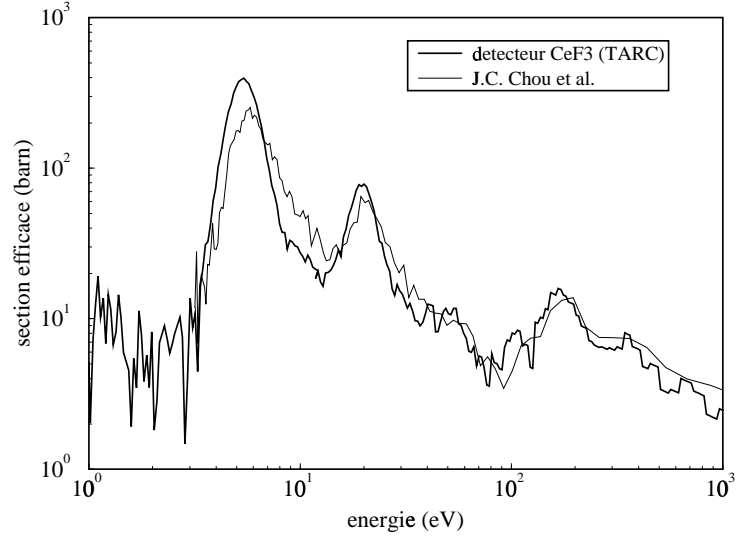


FIG. 5.8 – Comparaison de la section efficace apparente du technétium obtenue avec le détecteur CeF_3 et de la section efficace mesurée par J.C. CHOU et al. [9].

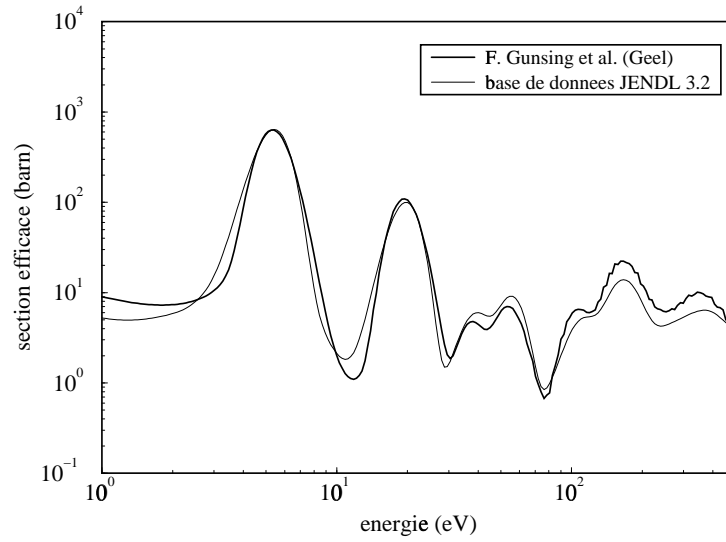


FIG. 5.9 – Comparaison des sections efficaces convoluées du technétium obtenues avec la base de données JENDL 3.2 et avec les données de F. GUNSIG et al. [4].

parente $\tilde{\sigma}_\gamma(E)$ de capture (n, γ) découlent de la détermination du spectre $n(t)$ (cf. définitions 5.4 et 5.10), ils sont par conséquent directement liés à l'efficacité totale ϵ_t des détecteurs CeF_3 qui tient compte :

- de l'efficacité géométrique de chaque détecteur CeF_3 ;
- de l'efficacité de conversion des γ de capture (n, γ) en signal électrique ;
- du nombre de γ émis après chaque réaction de capture (n, γ) et de la forme de la cascade ;
- du rapport entre l'amplitude codée par le flash ADC et le nombre de réactions de capture (n, γ) ;
- de la correction de la réponse du détecteur CeF_3 associée à chaque expérience (cf. section 3.3).

Ces paramètres ne sont pas quantifiés, c'est pourquoi nous décidons de déterminer empiriquement l'efficacité totale ϵ_t associée aux détecteurs CeF_3 . La section 3.3 dédiée à la normalisation de la réponse des détecteurs CeF_3 entre les différentes expériences indique que les spectres différentiels expérimentaux $n(t)$ obtenus avec l'un ou l'autre de ces détecteurs sont directement comparables (cf. figure 3.6) : il n'existe donc qu'une seule efficacité totale ϵ_t commune aux deux détecteurs CeF_3 .

| Matériau | Efficacité totale ϵ_t | Incertitude relative $\frac{\delta\epsilon_t}{\epsilon_t}$ |
|-----------|--------------------------------|--|
| <i>Ta</i> | 0,38 | 5 % |
| <i>Au</i> | 0,55 | 5 % |
| <i>Ag</i> | 0,85 | 5 % |
| <i>Tc</i> | 0,45 | 5 % |
| <i>In</i> | 0,80 | 5 % |

TAB. 5.1 – *Efficacités totales ϵ_t des cibles de Ta, Au, Ag, Tc et In.*

L'efficacité totale ϵ_t associée à chaque matériau (cf. le tableau 5.1) est déterminé empiriquement par l'ajustement du spectre différentiel expérimental $n(t)$ (cf. section 3.6) par le spectre différentiel simulé $n_{sim.}(t)$ (cf. section 5.6) prenant en compte les effets liés à la présence d'hydrogène. Nous faisons pour cela l'hypothèse selon laquelle l'efficacité totale ϵ_t associée aux détecteurs CeF_3 est constante sur la gamme d'énergie étudiée. Les écarts observés sont l'illustration de la dépendance de cette efficacité totale à la nature de la cascade statistique des γ de capture des corps considérés. L'incertitude portant sur la détermination de ϵ_t est également estimée empiriquement.

5.6 Effet hydrogène

Les observations faites dans la section 5.4 nous conduisent à revisiter la modélisation du détecteur CeF_3 dans son ensemble ; il est important, pour la bonne compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, de déterminer la cause du *remplissage* de la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ entre les résonances (cf. figure 5.7). Les simulations sont réalisées avec un code Monte Carlo développé par le groupe EET du CERN [13] ; ce code utilise les sections efficaces contenues dans la base de données JAR¹ [36].

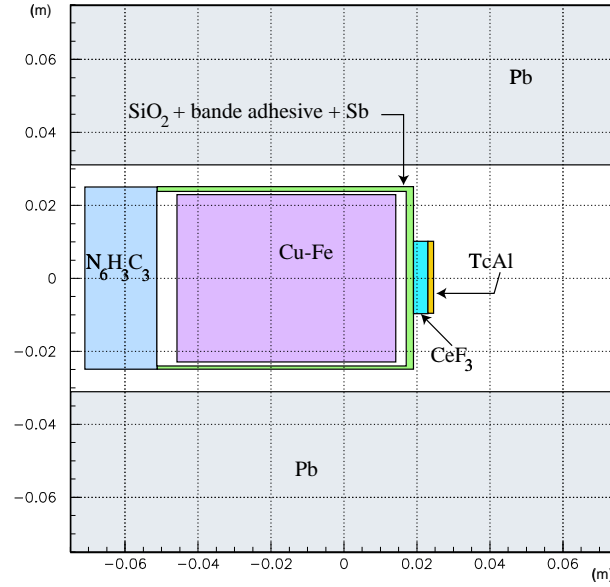


FIG. 5.10 – Modélisation du détecteur CeF_3 .

La modélisation du détecteur CeF_3 est décrite par la figure 5.10. La face arrière du photomultiplicateur est représentée par un cylindre de bakélite $N_6H_3C_3$ de masse volumique $\rho = 1,75 \text{ g/cm}^3$. L'intérieur du photomultiplicateur est modélisé par un cylindre composé d'un mélange de cuivre et de fer traduisant la présence des anodes et de divers fils. La fenêtre d'entrée et le corps du photomultiplicateur sont représentés respectivement par un disque et un cylindre creux de quartz SiO_2 ; l'antimoine Sb présent dans la photocathode et la bande adhésive CH_2 , de masse volumique $\rho = 1,09 \text{ g/cm}^3$, utilisée pour maintenir le scintillateur CeF_3 et les différentes cibles sont pris en compte par dilution dans les différents éléments de quartz. Le scintillateur CeF_3 est représenté par un parallépipède rectangle placé contre la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur. La modélisation des cibles tient compte des caractéristiques contenues dans le tableau 1.1.

1. Cette sélection regroupe toutes les données les plus récentes et ayant le plus de points pour chaque matériau. Les bases de données originelles sont : ENDF/B.VI, JEF 2.2, JENDL 3.2 et BROND 2.2.

Le spectre différentiel $n(t)$ représente l'observable expérimentale associée au taux de transmutation différentiel $n(E)$ de chaque cible (cf. définition 5.4). Il est par conséquent utile de déterminer par simulation le spectre différentiel $n_{sim.}(t)$ de capture (n, γ) des cibles utilisées lors des différentes expériences. Ceci peut être effectué en comptant, en fonction du temps, le nombre d'interactions des neutrons avec la cible considérée. Cette méthode directe ne peut toutefois pas être retenue du fait de l'extrême finesse des cibles concernées (cf. tableau 1.1) : le nombre de réactions par cible est très faible, ce qui entraîne un coût en temps de calcul considérable. La méthode retenue est la suivante : lorsqu'un neutron se propage dans un volume V prédéfini (cible, scintillateur, ...), à chaque interaction avec le milieu, le temps t associé, la distance L parcourue avec l'énergie E depuis l'interaction précédente ainsi que l'énergie E du neutron sont enregistrés. Le flux moyen $\langle \Delta\phi(E) \rangle$ est défini dans chaque volume V par :

$$\langle \Delta\phi(E) \rangle = \frac{\sum_{neutrons} L}{V} \quad (5.25)$$

L'avantage de cette méthode est de prendre en compte tous les neutrons traversant le volume V considéré et non pas seulement ceux y interagissant.

Lors d'une première modélisation, la bande adhésive entourant le photomultiplicateur et utilisée pour maintenir le scintillateur CeF_3 et les diverses cibles n'a pas été prise en compte. La figure 5.11 présente les spectres différentiels $n_{sim.}(t)$ obtenus avec une cible de technétium, dans le cas d'une modélisation incluant la bande adhésive et dans le cas d'une modélisation sans bande adhésive : l'hydrogène présent en quantité importante dans la bande adhésive CH_2 est responsable du *remplissage* entre les résonances. En effet, lors d'un choc sur un atome d'hydrogène, le neutron perd une quantité importante de son énergie, ce qui pour un certain temps, l'expulse de la relation liant son énergie E à son temps de détection t dans le bloc de plomb. Cependant, après un certain nombre de collisions avec des atomes de plomb, le neutron rejoint cette relation, *oubliant* en quelque sorte le choc avec l'atome d'hydrogène. Il s'agit par conséquent d'un effet local : le neutron doit interagir avec un atome d'hydrogène à proximité de la cible pour ne pas perdre la mémoire de ce choc. Ceci explique pourquoi l'hydrogène présent dans la bakélite $N_6H_3C_3$ ne joue pas un rôle important dans le remplissage des vallées.

Des simulations ultérieures ont été réalisées dans le but d'étendre la compréhension de ce phénomène. La figure 5.12 représente les spectres différentiels simulés² $n_{sim.}(t)$, pour différentes gammes d'énergies (de 3 à 5 eV, de 8 à 12 eV) et pour toutes les énergies, dans le cadre d'une modélisation du détecteur CeF_3 incluant des composants hydrogénés. La figure 5.13 est obtenue pour une modélisation sans hydrogène du détecteur CeF_3 . Ces deux figures illustrent parfaite-

2. Le code de simulation utilisé est MCNP (Monte Carlo N-Particle transport code).

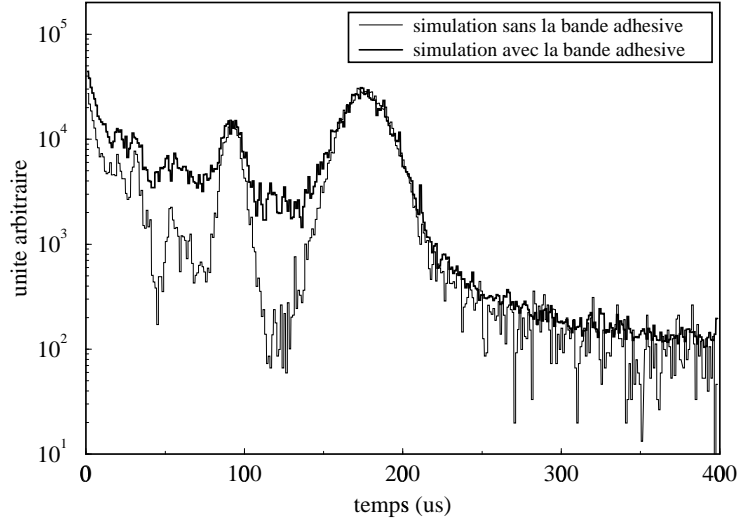


FIG. 5.11 – Incidence de la bande adhésive sur le nombre de captures (n, γ) dans une cible de technétium.

ment le remplissage entre les résonances des sections efficaces apparentes, en montrant comment la diffusion d'un neutron sur un noyau d'hydrogène modifie la dispersion de la relation liant l'énergie de chaque neutron à son temps de détection dans le plomb.

De façon générale, le taux de transmutation différentiel $n(E)$ est lié à la composition et à la géométrie de la cible, c'est pourquoi nous préférons considérer la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ associée (cf. définition 5.10) qui représente une grandeur physique dépendant uniquement de la nature du matériau. L'auto-absorption des neutrons se traduit par une diminution du flux dans la cible, il est toutefois possible de faire porter artificiellement cette auto-absorption sur la section efficace en considérant le flux non perturbé; c'est ce qui est fait pour la détermination expérimentale de la section efficace apparente $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ (cf. section 5.2). Le flux différentiel $\langle \phi(E) \rangle$ moyenné sur le volume V de la cible (cf. définition 5.25) prend en compte l'auto-absorption des neutrons dans la cible. Pour obtenir un flux différentiel non perturbé, il est nécessaire d'effectuer une seconde simulation en remplaçant le matériau de la cible par un matériau transparent aux neutrons tel le plomb. La section efficace apparente $\bar{\sigma}_{sim.}(E)$ obtenue par simulation est donc définie par :

$$\bar{\sigma}_{sim.}(E) = \frac{n_{sim.}(E)}{N \cdot \langle \phi(E) \rangle_{Pb}} \quad (5.26)$$

avec N le nombre d'atomes de la cible, $n_{sim.}(E)$ le spectre différentiel de capture (n, γ) obtenu

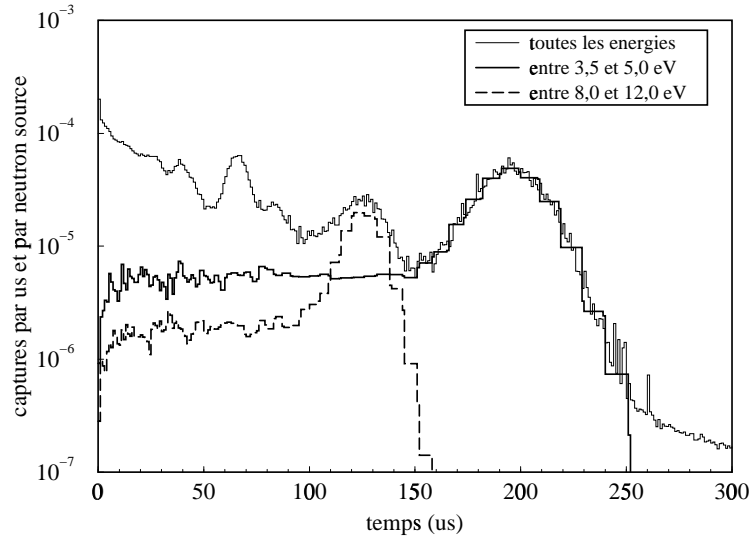


FIG. 5.12 – Taux de capture (n, γ) différentiel en temps d'une cible de technétium maintenue par une bande adhésive contenant des noyaux d'hydrogène.

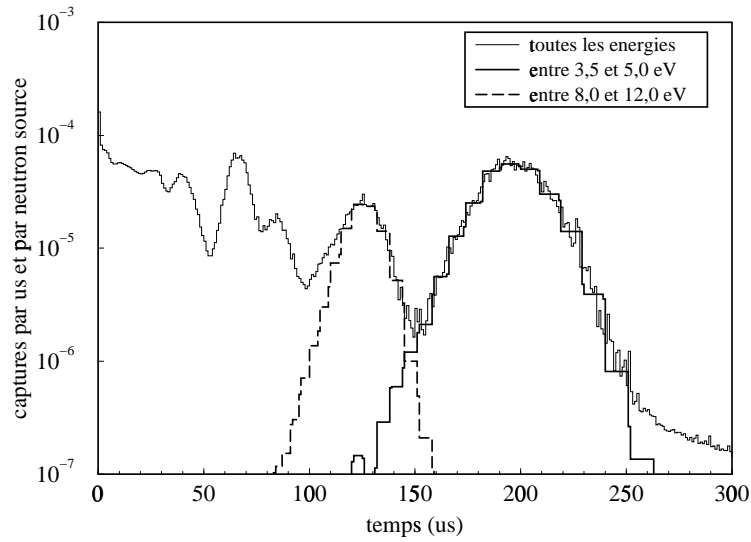


FIG. 5.13 – Taux de capture (n, γ) différentiel en temps d'une cible de technétium maintenue par une bande adhésive ne contenant pas de noyaux d'hydrogène.

à partir du spectre différentiel $n_{sim.}(t)$ (cf. définition 5.4) et $\langle\phi(E)\rangle_{Pb}$ le flux différentiel non perturbé obtenu en remplaçant le matériau de la cible par du plomb. Les figures 5.14, 5.15, 5.16 5.17 et 5.18 présentent les sections efficaces apparentes $\bar{\sigma}_\gamma(E)$ obtenues expérimentalement et les sections efficaces apparentes $\bar{\sigma}_{sim.}(E)$ obtenues par simulation pour des cibles de technétium, de tantale, d'or, d'argent et d'indium. Ces résultats rendent parfaitement compte du rôle joué par l'hydrogène contenu dans la bande adhésive utilisée pour maintenir les scintillateurs CeF_3 et les différentes cibles. Ils valident également l'hypothèse d'une efficacité totale ϵ_t associée aux détecteurs CeF_3 constante sur la gamme d'énergie comprise entre 1 eV et 1 keV.

La raison du *remplissage* entre les résonances des spectres expérimentaux est maintenant bien cernée, il reste cependant à valider la méthode de modification des sections efficaces $\sigma_\gamma(E)$ des tables (cf. section 5.3). La figure 5.19 propose la comparaison entre la section efficace apparente $\sigma_{att.conv.}(E)$ obtenue après modification de la section efficace des tables (cf. définition 5.23) et la section efficace apparente $\bar{\sigma}_{sim.}(E)$ obtenue par simulation (cf. définition 5.26), d'une cible de technétium. Le résultat est très satisfaisant : il valide la fonction de convolution $C(t | E)$ utilisée pour rendre compte de la dispersion autour de la relation moyenne liant l'énergie E d'un neutron à son temps t de détection dans le bloc de plomb (cf. sous-section 5.3.2) ainsi que l'approche en cible mince de l'auto-absorption des neutrons (cf. sous-section 5.3.1).

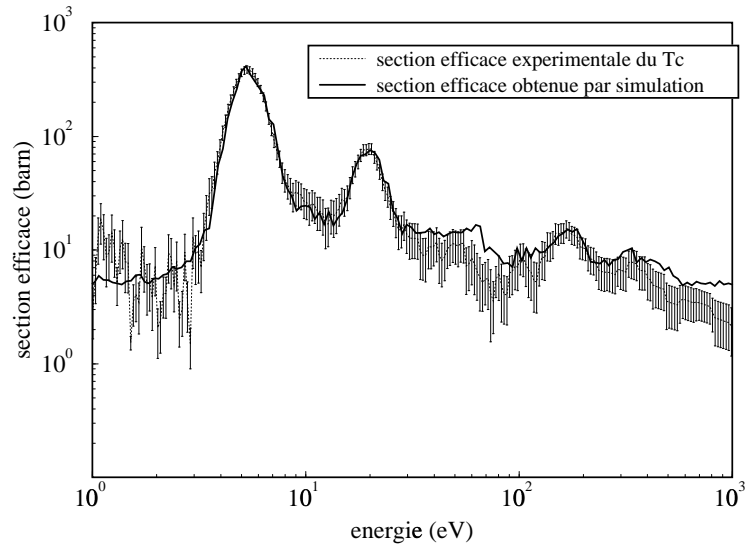


FIG. 5.14 – Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible de technétium.

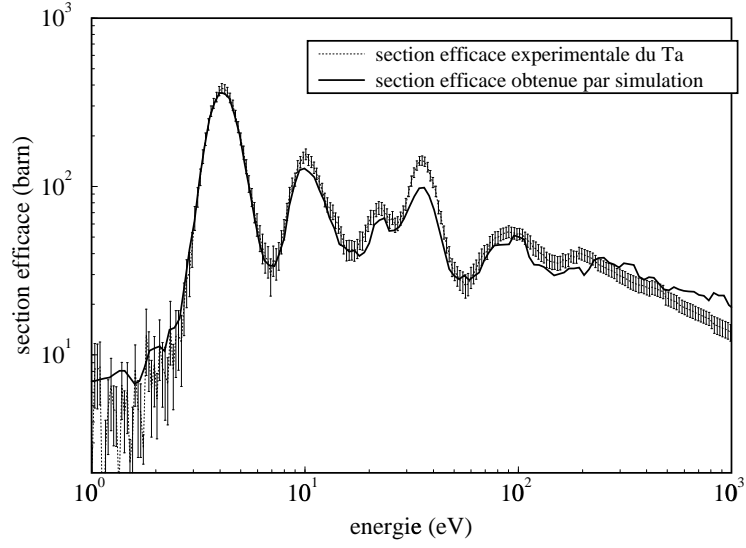


FIG. 5.15 – *Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible de tantale.*

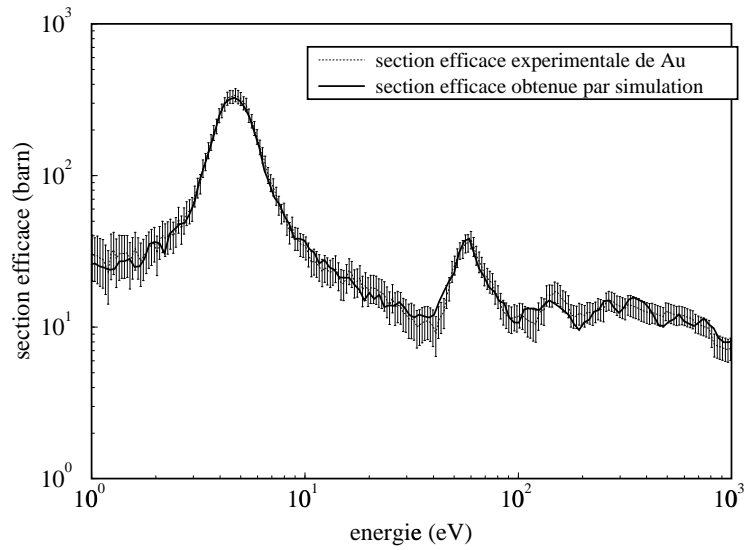


FIG. 5.16 – *Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible d'or.*

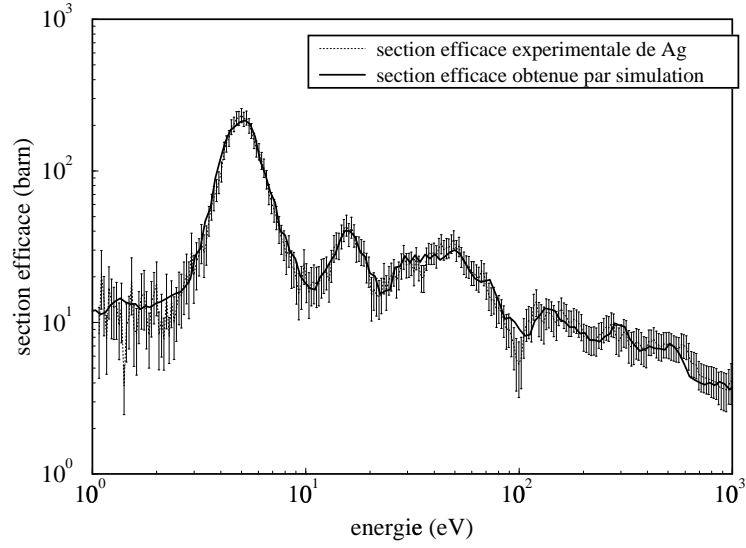


FIG. 5.17 – *Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible d'argent.*

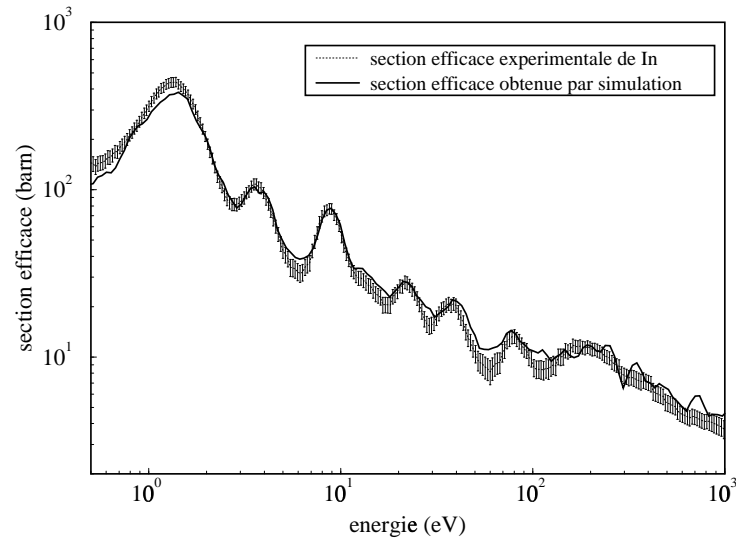


FIG. 5.18 – *Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible d'indium.*

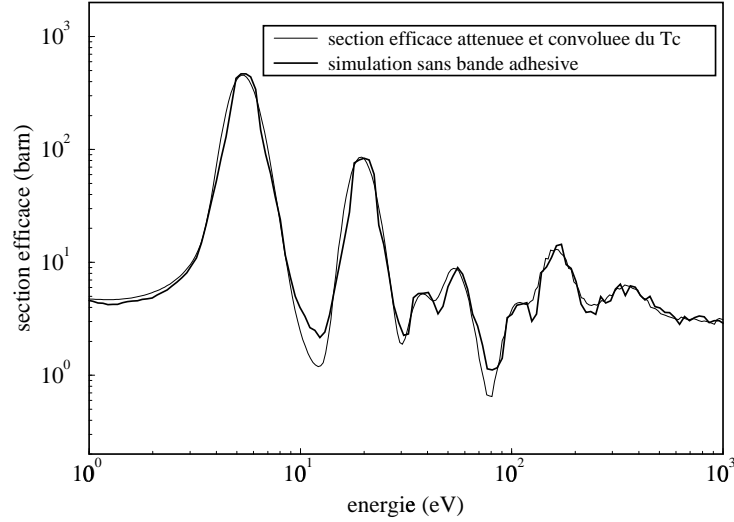


FIG. 5.19 – Validation de la méthode de modification de la section efficace de capture (n, γ) des tables.

5.7 Enseignements

La détermination expérimentale du taux de transmutation différentiel en énergie de diverses cibles dans un bloc homogène de 333 tonnes de plomb nous a conduits à développer un système de mesure particulier. Les enseignements principaux de cette étude sont les suivants :

- Le concept fondamental de TARC est validé : le ralentissement progressif de neutrons de spallation dans un milieu homogène de plomb permet de mettre à profit les résonances de la section efficace de capture (n, γ) des matériaux à transmuter.
- Une méthode expérimentale de vérification du profil de la section efficace de capture (n, γ) entre 1 eV et 1 keV est développée : elle a notamment pour avantages de ne nécessiter que très peu de matière (de l'ordre du gramme) et de pouvoir être réalisée dans un délai relativement court de quelques heures.
- La détermination expérimentale absolue du taux de transmutation différentiel nécessite une amélioration de la caractérisation de l'efficacité totale associée au détecteur CeF_3 .

Conclusion

Ce travail de thèse, effectué pour une part à l'ISN de Grenoble et pour une part au CERN à Genève durant l'expérience TARC, s'inscrit dans le cadre d'un programme global d'étude de la transmutation de produits de fission à durée de vie longue mettant à profit les propriétés de transport des neutrons dans un grand volume de plomb.

La distribution spatiale du flux des neutrons a été déterminée de manière très satisfaisante sur la gamme d'énergie comprise entre $0,1 \text{ eV}$ et 10 keV avec les détecteurs Si ; les résultats expérimentaux sont cohérents avec l'ensemble des mesures des autres systèmes de détection développés pour l'expérience TARC et avec les résultats de la simulation. Une fonction analytique basée sur le modèle de l'âge de Fermi a été définie pour ajuster, sur cette gamme d'énergie, cette distribution spatiale. Les paramètres physiques caractérisant le transport des neutrons dans le plomb déterminés expérimentalement avec les détecteurs CeF_3 sont en accord avec les résultats de la simulation. La matrice de corrélation analytique utilisée pour rendre compte de la dispersion autour de la relation moyenne liant l'énergie cinétique des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb est validée entre $0,1 \text{ eV}$ et 10 keV . L'ensemble des résultats expérimentaux, analytiques et numériques obtenus montre que la production des neutrons par spallation et leur lent ralentissement dans le plomb sont maîtrisés. Les taux de transmutation différentiels n'ont pas pu être déterminés de manière absolue avec les détecteurs CeF_3 . Cependant, le concept même de TARC, à savoir la mise à contribution des résonances de la section efficace de capture (n, γ) des matériaux à transmuter, par le lent ralentissement des neutrons dans le plomb, a été validé expérimentalement. Ces études ont conduit, par ailleurs, à la mise au point d'une méthode expérimentale simple et rapide de vérification de profil de sections efficaces de capture (n, γ) dans la gamme d'énergie qui court de 1 eV à 1 keV .

Les systèmes de détection développés par le reste de la collaboration ont permis notamment d'étendre l'observation du transport des neutrons dans le plomb sur la gamme d'énergie comprise entre $0,01 \text{ eV}$ et plusieurs MeV et de mesurer les taux de transmutation intégraux de différents échantillons de ^{99}Tc , ^{127}I et ^{129}I dans l'ensemble du bloc de plomb. Le code Monte Carlo développé par le groupe du CERN [13] constitue l'outil de référence pour l'interprétation

des résultats. Les performances remarquables de ce code Monte Carlo s'appuient essentiellement sur la prise en considération d'un maximum d'informations physiques dont notamment la distribution angulaire des neutrons. L'ensemble des résultats de l'expérience TARC devrait constituer une référence; la collaboration cherche actuellement à définir la forme sous laquelle l'ensemble de ces mesures pourrait être mis à disposition de la communauté scientifique.

Les expériences FEAT [3] et TARC valident les caractéristiques neutroniques du réacteur sous-critique au plomb piloté par un accélérateur de particules proposé en 1995 par le professeur C. RUBBIA [2]. C'est pourquoi il est maintenant nécessaire d'envisager la construction d'un démonstrateur afin de définir la filière la plus appropriée à la production d'énergie et à la réduction des déchets nucléaires. Les études par simulation indispensables à la réalisation de ce projet requièrent les connaissances les plus complètes et les plus précises possibles sur les sections efficaces des processus mis en jeu. C'est pourquoi le professeur C. RUBBIA vient de proposer [47] un dispositif expérimental utilisant les propriétés du plomb pour produire des faisceaux de neutrons pulsés d'énergie continue entre 1 eV et 250 MeV ; ces neutrons seront produits par spallation avec le faisceau de protons de 24 GeV du synchrotron PS du CERN. Les perspectives de résolution en énergie et de capacité de mesure sur de faibles quantités de matériaux, de l'ordre de quelques milligrammes, semblent exceptionnelles. Le concept de réacteur sous-critique piloté par accélérateur est actuellement considéré comme une priorité par la communauté scientifique internationale pour devenir, peut-être, le réacteur nucléaire du 3^e millénaire.

Annexe

Annexe A

Mesures effectuées à Grenoble

Le spectromètre à temps de ralentissement au plomb, installé à l'ISN de Grenoble pour le test des détecteurs Si et CeF_3 , a été modifié au début de 1998 ; les caractéristiques décrites dans la référence [32] ne sont par conséquent plus adaptées. Ce bloc de plomb remplit dorénavant, de manière homogène, un volume approximatif de 4 m^3 , pour un poids avoisinant les 45 tonnes ; les dimensions extérieures laissent apparaître un cube de $1,6\text{ m}$ de côté. Il est divisé en huit sous-ensembles principaux, de même géométrie, pour en faciliter la manutention. L'ensemble des canaux de mesure se situe dans le plan médian contenant le canal du faisceau : quatre canaux de mesure sont dirigés parallèlement au canal du faisceau, un cinquième est orienté dans la direction perpendiculaire. Les canaux de mesure, de section carrée de 104 cm^2 , traversent de part en part le bloc de plomb ; ils peuvent être aisément comblés en fonction des besoins.

Les figures A.1 et A.2 représentent, à un facteur de normalisation près, les taux de transmutation différentiels en temps, d'une cible de ^{181}Ta et d'une cible de ^{99}Tc , mesurés auprès du bloc de plomb de l'ISN de Grenoble au cours du premier semestre de 1998. Un faisceau pulsé de d de 20 MeV , délivré par le cyclotron SARA de l'ISN de Grenoble, a été utilisé pour produire les neutrons par la réaction $^9Be(d, n)^{10}Be$. Ce faisceau était modulé par une pulsation lente de l'ordre de $0,5\text{ }\mu s$ avec un taux de répétition de 500 Hz ; l'intensité moyenne d'utilisation était de 1 nA . Dans ces conditions, le nombre moyen de réactions de capture (n, γ) par bouffée dans les cibles de ^{181}Ta et de ^{99}Tc était inférieure à l'unité.

Dans le cadre du groupement de recherche GEDEON¹ auquel prennent part le CNRS, le CEA, l'EDF et FRAMATOME, le générateur pulsé de neutrons GENEPI² est développé par l'ISN de Grenoble. Ce générateur de neutrons, dont les caractéristiques principales sont décrites dans le tableau A.1 [48], sera utilisé dans un premier temps auprès du réacteur expérimental

1. GEstion des DÉchets par des Options Nouvelles

2. GÉnérateur de NEutrons Pulsés Intenses

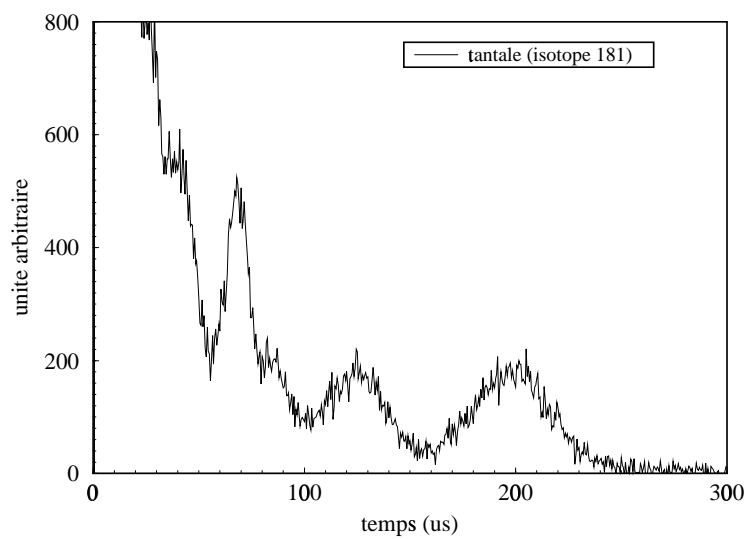


FIG. A.1 – *Taux de transmutation différentiel d'une cible de ^{181}Ta .*

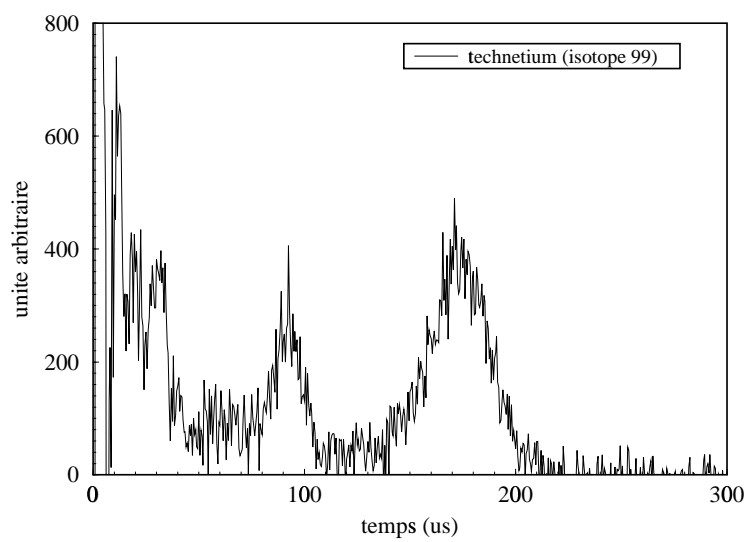


FIG. A.2 – *Taux de transmutation différentiel d'une cible de ^{99}Tc .*

MASURCA de Cadarache (France) et dans un second temps auprès du bloc de plomb de l'ISN de Grenoble ; le cyclotron SARA a fermé définitivement ses portes au cours de l'été 1998.

| | |
|---|------------------------------|
| Intensité crête | $> 50 \text{ mA}$ |
| Taux de répétition | $0 - 3 \text{ kHz}$ |
| Intensité moyenne | $< 200 \text{ } \mu\text{A}$ |
| Énergie cinétique du faisceau | 240 keV |
| Largeur de la bouffée | $1 \text{ } \mu\text{s}$ |
| Énergie cinétique des neutrons | 14 MeV |
| Diamètre du faisceau | 30 mm |
| Cible | tritium |
| Nombre de neutrons produits par bouffée | $5 \cdot 10^6$ |
| Nombre de neutrons produits par seconde | $5 - 10 \cdot 10^9$ |

TAB. A.1 – *Caractéristiques du générateur pulsé de neutrons GENEPI.*

Bibliographie

- [1] F. CARMINATI, C. GELÈS, R. KLAPISCH, J.P. REVOL, Ch. ROCHE, J.A. RUBIO and C. RUBBIA. *An energy amplifier for cleaner and inexhaustive nuclear energy production driven by a particle beam accelerator*, 1993. CERN/AT/93-47 (ET).
- [2] C. RUBBIA et al. *Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier*, 1995. CERN/AT/95-44 (ET).
- [3] S. ANDRIAMONGE et al. *Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam. Physics Letters B*, 348:697–709, april 1995.
- [4] F. GUNSING, A. BRUSEGAN, A. LEPRÊTRE, C. MOUNIER, C. RAEPSAET. Measurement of the neutron total cross section of ^{99}Tc in the energy range from 3 to 600 eV. In *International conference on nuclear data for science and technology*, Trieste, 1997.
- [5] A.A. BERGMAN et al. *Lead slowing-down neutron spectrometry*. In *Geneva international conference on the peaceful uses of atomic energy*, page 642, 1955.
- [6] L.E. LAZAREVA, E.L. FEINBERG and F.L. SHAPIRO. *Neutron spectrometry based on the measurement of the decelerating time of neutrons. J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)*, 29:381–383, 1955.
- [7] A.A. BERGMAN et al. *Measurements with a slowing-down-time neutron spectrometer employing lead. J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)*, 33:9–16, 1957.
- [8] M. SAWAN and R.W. CONN. *Neutron pulses slowing down in heavy media analysis with applications of the lead spectrometer. Nuclear Science and Engineering*, 54:127–142, 1974.
- [9] J.C. CHOU and H. WERLE. (n, γ) cross section measurements of ^{99}Tc , Eu , Sm and Fe in the energy range 1 eV to 50 keV with a slowing down time spectrometer. *Journal of Nuclear Energy*, 27:811–823, 1973.
- [10] R.E. SLOVACEK et al. $^{238}\text{U}(n, f)$ measurements below 100 keV. *Nuclear Science and Engineering*, 62:455–462, 1977.

- [11] H. NIFENECKER. *Properties of a slowing down spectrometer*, 1995. ISN/Internal note.
- [12] S. ANDRIAMONGE et al. *Proposal: experimental study of the phenomenology of spallation neutrons in a large lead block*, 1995. CERN/SPSLC 95-17, SPSLC/P291.
- [13] F. CARMINATI, Y. KADI, I. PAPADOPOULOS, C. RUBBIA. *TARC general purpose monte carlo*, 1996. CERN/ET/Internal note 96-011.
- [14] I. PAPADOPOULOS and K. KOMMAS. *Simulation concerning the suitability of "EMBECO"*, 1995. TARC internal note.
- [15] M. EMBID and J.P. REVOL. *Determination of the impurity content of the lead assembly for the TARC experiment*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-01.
- [16] J.P. REVOL et al. *Beam transformers performance and calibration for the TARC experiment*. CERN/ET/Internal note in preparation.
- [17] M. EMBID and J.P. REVOL. *Determination of the beam geometry in the fast extraction mode for the TARC experiment*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-02.
- [18] D. BROZZI, M. EMBID and J.P. REVOL. *Analysis of aluminium foil activations to provide absolute calibration of proton intensities in the TARC experiment*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-25.
- [19] A. ABÁNADES et al. *Determination of the beam characteristics in the slow extraction mode*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-08.
- [20] S. ANDRIAMONJE et al. *Measurement of the neutron capture rate on ^{127}I and ^{129}I with the TARC experiment*, 1997. CERN/ET/Internal note in preparation.
- [21] L. BROZZI, D. GUYON, F. CASAGRANDE, P. KOKAS, I. PAPADOPOULOS, P. PAVLOPOULOS, A. TZIMA, K. ZIOUTAS. *Neutron flux measurements in the TARC experiment with the ^3He scintillation chamber*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-27.
- [22] A. ANGELOPOULOS, D. NIKAS, I. PAPADOPOULOS, P. PAVLOPOULOS, A. TZIMA, V. VLACHOUDIS, K. ZIOUTAS. *Neutron flux measurements with activation foils in the TARC experiment*, 1998. CERN/ET/Internal note in preparation.
- [23] S. SHALEV and J.M. CUTLER. *Nuclear Science Engineering*, 51:52, 1973.
- [24] E. GONZÁLES et al. *^3He ionization counter*, 1998. CERN/ET/Internal note in preparation.
- [25] A. ABÁNADES et al. *^{99}Tc capture rate measurements with spallation neutrons in large lead block*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-14.

- [26] D. BURCKHART et al. *Review and prospects of the CASCADE data acquisition system at CERN*, 1995. CERN/ECP/95-12.
- [27] *CASCADE users's guide*, 1994. CERN/ECP/DS 94-10.
- [28] *The ZEBRA system*. CERN program library Q100 and Q101.
- [29] E. GONZÁLES, I. GOULAS, J.P. REVOL. *How to read and decode the TARC96 RAW data*, 1996. CERN/ET/Internal note 96-09.
- [30] *HBOOK - Statistical analysis and histogramming*. CERN program library Y250.
- [31] *PAW - Physics analysis workstation*. CERN program library Q121.
- [32] M. ASGHAR, F. ATTALE, E. BELLE, A. GIORNI, J.M. LOISEAUX, H. NIFENECKER, F. SCHUSSLER, X. TIRATAY, and J.B. VIANO. *Lead slowing-down time spectrometer at SARA*, 1996. ISN 96.42.
- [33] E. BELLE, A. GIORNI, J.M. LOISEAUX, O. MÉPLAN, H. NIFENECKER, F. SCHUSSLER and J.B. VIANO. *Neutron flux measurements with silicon detectors using ^6LiF and ^{233}U targets in the TARC experiment*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-26.
- [34] E. BELLE, A. GIORNI, D. HEUER, J.M. LOISEAUX, O. MÉPLAN, H. NIFENECKER, F. SCHUSSLER and J.B. VIANO. *Measurements of the neutron capture cross section and calibration of the time energy relation in the TARC experiment with a CeF_3 detector*, 1998. CERN/ET/Internal note in preparation.
- [35] A. FASSÓ et al. *Intermediate energy nuclear data: models and codes*. In *Specialists' meeting, Issy les Molineaux (France)*, page 271, 1994.
- [36] M. COBO, R. FERNAMDEZ, J. GALVEZ, I. GOULAS, C. RUBBIA and J.A. RUBIO. *Study of the most reliable neutron cross sections data*, 1995. CERN/ET/Internal note 95-035.
- [37] J.F. ZIEGLER, J.P. BIRSACK and U. LITTMARK. *The stopping and ranges of ions in matter*, volume 1, *the stopping and range of ions in solids*. Pergamon Press, 1985.
- [38] U. LITTMARK and J.F. ZIEGLER. *The stopping and ranges of ions in matter*, volume 6, *handbook of range distributions for energetic ions in all elements*. Pergamon Press, 1980.
- [39] S. BUONO. *Algorithme de détection de pics*. Voir F. ATTALE, PhD thesis, université Joseph Fourier - Grenoble I, 1997.
- [40] E. GONZÁLES. *Parametrisation of the TARC neutron flux measurement in the energy range from 0,1 eV to 50 keV*, 1997. CERN/ET/Internal note 97-28.

- [41] E. AUFRAY et al., 1996. CERN/PPE/96-064.
- [42] *GEANT - Detector description and simulation tool*. CERN program library W5013.
- [43] J.L. DESSALLES. *L'ordinateur génétique*. Hermes, 1996.
- [44] S.F. MUGHABGHAB and D.I. GARBER. *BNL 325, neutron cross section*, volume I, *resonance parameters*. Brookhaven National Laboratory, third edition, june 1973.
- [45] D.I. GARBER and R.R. KINSEY. *BNL 325, neutron cross section*, volume II, *curves*. Brookhaven National Laboratory, third edition, january 1976.
- [46] L. VALENTIN. *Physique subatomique*, volume *Noyaux et particules*. Hermann, 1975.
- [47] C. RUBBIA et al. *A high resolution spallation driven facility at the CERN-PS to measure neutron cross sections in the interval from 1 eV to 250 MeV*, 1998. CERN/LHC/98-02(EET).
- [48] J.M. DE CONTO. *GENEPI: a high intensity deuteron accelerator for pulsed neutron production*. In *European particle accelerator conference*, Stockholm Sweden, june 22-26 1998.
- [49] F. ATTALE. *Systèmes sous-critiques; caractérisation et influence de la source de neutrons sur la neutronique du réacteur*. PhD thesis, université Joseph Fourier - Grenoble I, mai 1997.
- [50] W.R. LEO. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1987.

Table des figures

| | | |
|-----------------|--|----------|
| 0.1 | Schéma de principe d'un réacteur sous-critique piloté par un accélérateur de protons tel qu'il est proposé par le professeur C. RUBBIA | 3 |
| Partie I | | 5 |
| 1.1 | Sections efficaces de capture (n, γ) , de diffusion élastique et de diffusion inélastique du plomb naturel | 9 |
| 1.2 | Section efficace de capture (n, γ) du ^{99}Tc | 11 |
| 1.3 | Section efficace de capture (n, γ) de ^{129}I | 11 |
| 1.4 | Relation moyenne liant l'énergie cinétique d'un neutron à son temps de ralentissement dans le plomb | 13 |
| 2.1 | Vue générale du massif de plomb | 16 |
| 2.2 | Aire expérimentale | 17 |
| 2.3 | Proportions massiques des impuretés du massif de plomb en parties par million . | 18 |
| 2.4 | Détails de la ligne de faisceau au sein de l'aire expérimentale | 20 |
| 2.5 | Séparation par temps de vol des différents types de particules du faisceau en extraction lente | 21 |
| 2.6 | Description du détecteur 3He à scintillation | 23 |
| 2.7 | Feuilles d'activation | 25 |
| 2.8 | Description du détecteur 3He à ionisation | 26 |
| 2.9 | Station de comptage du système <i>Rabbit</i> | 27 |
| 2.10 | Système d'acquisition de l'expérience TARC | 29 |
| 2.11 | Voies d'entrée des flashes ADC 8 et 10 bits pour l'enregistrement des données des détecteurs <i>Si</i> et <i>CeF₃</i> | 31 |
| 3.1 | Spectre en énergie des neutrons générés à 50 cm du centre du bloc de plomb par le code FLUKA | 34 |
| 3.2 | Distribution des neutrons en fonction de leur énergie cinétique et de leur temps de ralentissement dans le bloc de plomb | 36 |

| | | |
|-----|---|----|
| 3.3 | Distribution des neutrons en fonction de leur énergie cinétique et de la variable $\sqrt{K(E,t)}$ | 36 |
| 3.4 | Ajustements gaussiens à différentes énergies de la distribution des neutrons présentée en fonction de la variable $\sqrt{K(E,t)}$ | 37 |
| 3.5 | Détermination de la valeur moyenne \sqrt{K} | 38 |

Partie II 41

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Description du détecteur silicium utilisant une cible de LiF | 44 |
| 1.2 | Schéma de principe de la chaîne électronique d'une jonction silicium | 45 |
| 1.3 | Description du détecteur silicium utilisant une cible de LiF et une cible de ^{233}U | 46 |
| 1.4 | Enregistrement effectué avec une cible de LiF | 47 |
| 1.5 | Enregistrement effectué avec une cible de ^{233}U | 47 |
| 2.1 | Reconnaissance de pics pour un enregistrement effectué avec une cible de LiF | 54 |
| 2.2 | Reconnaissance de pics pour un enregistrement effectué avec une cible de ^{233}U | 54 |
| 2.3 | Spectre en amplitude pour une expérience effectuée avec une cible de LiF | 56 |
| 2.4 | Spectre en amplitude pour une expérience effectuée avec une cible de ^{233}U | 56 |
| 2.5 | Nombre de pics retenus en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour tous les enregistrements valides d'une expérience | 58 |
| 2.6 | Rapport du nombre de pics retenus au nombre de protons injectés dans le bloc de plomb pour tous les enregistrements valides d'une expérience | 58 |
| 2.7 | Détermination de l'origine des temps des neutrons pour une expérience réalisée avec un détecteur Si | 60 |
| 3.1 | Spectres en amplitude des deux jonctions silicium d'un détecteur Si | 64 |
| 3.2 | Spectres en énergie des deux jonctions silicium d'un détecteur Si | 66 |
| 3.3 | Spectres bi-paramétriques en énergie des pics en coïncidence et en anti-coïncidence | 68 |
| 3.4 | Spectres bi-paramétriques en énergie des pics retenus en coïncidence et en anti-coïncidence | 68 |
| 3.5 | Spectres bi-paramétriques en énergie des pics retenus en coïncidence et en anti-coïncidence avec un temps de détection inférieur à $30 \mu s$ | 69 |
| 3.6 | Spectres bi-paramétriques en énergie des pics retenus en coïncidence et en anti-coïncidence avec un temps de détection supérieur à $80 \mu s$ | 69 |
| 3.7 | Spectre $n(E_{tot})$ de la somme des énergies des pics retenus en coïncidence, pour des temps de détection inférieurs à $30 \mu s$, corrigé du nombre de coïncidences fortuites | 71 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.8 | Spectre $n(E_{tot})$ de la somme des énergies des pics retenus en coïncidence, pour des temps de détection supérieurs à $80 \mu s$, corrigé du nombre de coïncidences fortuites | 71 |
| 3.9 | Spectre en temps $\epsilon \Delta n(t)$ obtenu avec une cible de LiF | 75 |
| 3.10 | Spectre en temps $\epsilon \Delta n(t)$ obtenu avec une cible de ^{233}U | 75 |
| 3.11 | Spectre différentiel en énergie $\epsilon n(E)$ obtenu avec une cible de LiF | 78 |
| 3.12 | Spectre différentiel en énergie $\epsilon n(E)$ obtenu avec une cible de ^{233}U | 78 |
| 4.1 | Sections efficaces moyennées des réactions $^6Li(n, t)\alpha$, $^{235}U(n, f)$ et $^{233}U(n, f)$. . | 83 |
| 4.2 | Flux différentiel en énergie $\phi(E)$ en fonction de la distance au centre du bloc de plomb | 83 |
| 4.3 | Comparaison des sections efficaces de fission $^{233}U(n, f)$ de quatre bases de données | 87 |
| 4.4 | Incidence du paramètre caractéristique K sur la détermination expérimentale du flux | 88 |
| 4.5 | Répercussion de l'incertitude liée à la détermination du temps sur la mesure expérimentale du flux | 88 |
| 4.6 | Rapport des flux différentiels obtenus expérimentalement avec des protons d'énergie cinétique $T = 2,75 GeV$ et $T = 1,73 GeV$ | 91 |
| 4.7 | Comportement isoléthargique des neutrons dans le plomb | 91 |
| 4.8 | Distribution de la valeur du flux différentiel des neutrons d'énergie $1 eV$ le long du trou 10 | 93 |
| 4.9 | Distribution de l'amplitude maximale du flux différentiel des neutrons d'énergie $1 eV$ en fonction de la distance radiale ρ | 93 |
| 4.10 | Distribution de la position z liée à l'amplitude maximale du flux différentiel des neutrons d'énergie $1 eV$ en fonction de la distance radiale ρ | 94 |
| 4.11 | Flux différentiel expérimental en fonction de la distance au centre du bloc de plomb pour des protons incidents de $3,5 GeV/c$ | 95 |
| 4.12 | Flux différentiel expérimental en fonction de la distance au centre du bloc de plomb pour des protons incidents de $2,5 GeV/c$ | 95 |
| 4.13 | Rapport des amplitudes expérimentales et théoriques | 97 |
| 4.14 | Rapport des largeurs expérimentales et théoriques | 97 |
| 4.15 | Flux différentiel pour des protons incidents de $3,5 GeV/c$ | 99 |
| 4.16 | Flux différentiel pour des protons incidents de $2,5 GeV/c$ | 99 |
| 4.17 | Rapports des amplitudes des gaussiennes | 100 |
| 4.18 | Largeurs radiales des gaussiennes | 100 |
| 4.19 | Modélisation des détecteurs Si | 101 |

| | | |
|------|--|-----|
| 1.1 | Description du détecteur CeF_3 | 106 |
| 1.2 | Schéma de principe de la chaîne électronique du détecteur CeF_3 | 107 |
| 1.3 | Enregistrement réalisé avec une cible de tantale et 10^7 protons | 108 |
| 2.1 | Détermination de l'origine des temps pour les neutrons et détermination de la ligne de base du flash ADC | 112 |
| 2.2 | Distribution de l'amplitude de la ligne de base du flash ADC de tous les enregistrements valides d'une expérience | 113 |
| 2.3 | Distribution de l'amplitude moyenne de la ligne de base du flash ADC pour des expériences réalisées avec les mêmes conditions de détection | 113 |
| 2.4 | Distribution du canal associé à l'origine des temps des neutrons de tous les enregistrements valides d'une expérience | 115 |
| 2.5 | Distribution de la grandeur associée à l'origine des temps moyenne pour des expériences réalisées avec les mêmes conditions de détection | 115 |
| 2.6 | Distribution de l'intensité du faisceau de protons de tous les enregistrements valides d'une expérience | 117 |
| 2.7 | Distribution de l'intensité moyenne du faisceau de protons pour des expériences réalisées avec les mêmes conditions de détection | 118 |
| 2.8 | Exemple de réponse non proportionnelle du détecteur CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons | 119 |
| 2.9 | Exemple de réponse proportionnelle du détecteur CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons | 120 |
| 2.10 | Autre exemple de réponse proportionnelle du détecteur CeF_3 en fonction de l'intensité du faisceau de protons | 120 |
| 3.1 | Mode impulsion du détecteur CeF_3 | 124 |
| 3.2 | Mode empilement du détecteur CeF_3 | 124 |
| 3.3 | Cumul des amplitudes absolues de tous les enregistrements valides d'une expérience pour 10^9 protons | 125 |
| 3.4 | Normalisation de la fonction réponse du détecteur CeF_3 pour une expérience | 127 |
| 3.5 | Distribution du coefficient de normalisation de la réponse du détecteur CeF_3 pour des expériences réalisées dans des conditions comparables | 128 |
| 3.6 | Fonctions réponses de l'expérience de référence des deux détecteurs CeF_3 | 128 |
| 3.7 | Distribution de l'écart maximal de correction entre paquets d'une même expérience pour l'ensemble des expériences réalisées dans des conditions similaires | 130 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.8 | Mesures corrigées d'une expérience réalisée avec une cible de tantale et de l'expérience de bruit de fond associé | 131 |
| 3.9 | Mesures corrigées d'une expérience réalisée avec une cible de technétium et de l'expérience de bruit de fond associé | 131 |
| 4.1 | Ajustement du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ obtenu pour une cible de tantale | 136 |
| 4.2 | Ajustement du spectre $\epsilon_t \Delta n(t)$ obtenu pour une cible de technétium | 136 |
| 4.3 | Sections efficaces de capture (n, γ) de tous les matériaux utilisés pour la détermination des couples (E_r, t_r) | 138 |
| 4.4 | Évolution du paramètre K en fonction de l'énergie E | 142 |
| 4.5 | Évolution du paramètre K en fonction de la distance r | 143 |
| 4.6 | Détermination expérimentale du paramètre caractéristique K | 145 |
| 4.7 | Détermination expérimentale de la relation moyenne liant l'énergie des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb | 145 |
| 4.8 | Dispersions relatives en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$: expérimentale, théorique et simulée de la relation liant l'énergie des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb | 148 |
| 5.1 | Évolution en fonction de la distance au centre du bloc de plomb de la grandeur $E.n(E)$ obtenue pour une cible de technétium | 151 |
| 5.2 | Évolution de la section efficace apparente d'une cible de technétium en fonction de sa distance au centre du bloc de plomb | 153 |
| 5.3 | Flux de neutrons monodirectionnel | 154 |
| 5.4 | Flux de neutrons multidirectionnel isotrope | 155 |
| 5.5 | Effet de l'auto-absorption des neutrons dans une cible de tantale de $100 \mu m$ d'épaisseur sur la section efficace de capture (n, γ) | 156 |
| 5.6 | Effets combinés de l'auto-absorption des neutrons et de la dispersion de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection sur la section efficace de capture (n, γ) | 156 |
| 5.7 | Comparaison de la section efficace apparente et de la section efficace attendue du tantale, du technétium, de l'or, de l'argent, de l'indium et du manganèse | 159 |
| 5.8 | Comparaison de la section efficace apparente du technétium obtenue avec le détecteur CeF_3 et de la section efficace mesurée par J.C. CHOU et al. [9] | 161 |
| 5.9 | Comparaison des sections efficaces convoluées du technétium obtenues avec la base de données JENDL 3.2 et avec les données de F. GUNSIG et al. [4] | 161 |
| 5.10 | Modélisation du détecteur CeF_3 | 163 |
| 5.11 | Incidence de la bande adhésive sur le nombre de captures (n, γ) dans une cible de technétium | 165 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.12 | Taux de capture (n, γ) différentiel en temps d'une cible de technétium maintenue par une bande adhésive contenant des noyaux d'hydrogène | 166 |
| 5.13 | Taux de capture (n, γ) différentiel en temps d'une cible de technétium maintenue par une bande adhésive ne contenant pas de noyaux d'hydrogène | 166 |
| 5.14 | Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible de technétium | 167 |
| 5.15 | Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible de tantale | 168 |
| 5.16 | Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible d'or | 168 |
| 5.17 | Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible d'argent | 169 |
| 5.18 | Comparaison des sections efficaces apparentes, expérimentale et simulée, d'une cible d'indium | 169 |
| 5.19 | Validation de la méthode de modification de la section efficace de capture (n, γ) des tables | 170 |

Annexe 173

| | | |
|-----|---|-----|
| A.1 | Taux de transmutation différentiel d'une cible de ^{181}Ta | 176 |
| A.2 | Taux de transmutation différentiel d'une cible de ^{99}Tc | 176 |

Liste des tableaux

| | |
|--|------------|
| Partie I | 5 |
| 1.1 Perte moyenne d'énergie cinétique des neutrons autour des premières résonances de la section efficace de capture (n, γ) du ^{99}Tc | 10 |
| Partie II | 41 |
| 1.1 Caractéristiques des cibles utilisées avec les détecteurs Si | 48 |
| 1.2 Parcours des particules α et des tritons dans le silicium | 50 |
| 1.3 Parcours d'une particule α et de deux fragments de fission type dans le silicium . | 50 |
| 1.4 Parcours d'une particule α et de deux fragments de fission type dans l'uranium . | 50 |
| 1.5 Perte d'énergie dans l'uranium | 50 |
| 4.1 Caractéristiques de décroissance radioactive des composants de l'uranium naturel | 84 |
| 4.2 Nombre de particules α de désintégration spontanée de l'uranium détectées dans les jonctions silicium | 86 |
| 4.3 Efficacités géométriques des jonctions silicium | 86 |
| 4.4 Rapport des flux différentiels obtenus avec un faisceau de protons $p = 2,499 \text{ GeV}/c$ et un faisceau de protons $p = 3,568 \text{ GeV}/c$ | 90 |
| Partie III | 103 |
| 1.1 Caractéristiques des cibles utilisées avec les détecteurs CeF_3 | 108 |
| 4.1 Informations concernant les couples (E_r, t_r) retenus pour déterminer le paramètre K de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection . . . | 140 |
| 4.2 Étude de l'influence du paramètre t_0 dans l'intervalle $[0 : 0,74] \mu\text{s}$ sur la détermination expérimentale du paramètre K | 144 |
| 4.3 Informations relatives à la dispersion de la relation liant l'énergie d'un neutron à son temps de détection | 147 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 5.1 | Efficacités totales ϵ_t des cibles de Ta , Au , Ag , Tc et In | 162 |
|-----|--|-----|

| | | |
|---------------|--|------------|
| Annexe | | 173 |
|---------------|--|------------|

| | | |
|-----|---|-----|
| A.1 | Caractéristiques du générateur pulsé de neutrons GENEPI | 177 |
|-----|---|-----|

Abstract

In 1993, professor C. Rubbia proposed an accelerator driven sub-critical system. In 1995 the concept of an energy amplifier is developed. Besides the intrinsic sub-criticality of the nuclear reactor, its main characteristics are the use of the thorium-232 uranium-233 cycle, and the use of lead as a spallation target, slowing-down medium and coolant. The aim of such a system is both to produce energy and to transmute long lived fission products such as technetium-99. This thesis work studies neutron transport properties in lead with the perspective of long lived fission products transmutation. The first part describes the experimental set-up of the TARC experiment. Theoretical and numerical approaches of neutron transport and slowing-down properties in lead are given. The second part deals with the experimental determination achieved by the group from ISN Grenoble of the spatial and energy neutron flux distribution in the lead block. This distribution is compared with numerical simulations and measurements made with the different detection systems used simultaneously by the collaboration. The last part of this work validates the concept of adiabatic resonance crossing for long lived fission products transmutation in lead. The results of the second and the third part are based on the relation connecting neutron energy and slowing-down time in lead.

Résumé

En 1993, le professeur C. Rubbia fait une première proposition concernant un réacteur sous-critique piloté par un accélérateur de particules. En 1995 le concept de l'*amplificateur d'énergie* est développé, les caractéristiques principales de ce réacteur sont alors, outre la sous-criticité intrinsèque du réacteur nucléaire : l'utilisation de la filière thorium-232 - uranium-233 et l'utilisation du plomb comme source de spallation, comme milieu ralentisseur et comme fluide caloporteur. Ce système a un objectif double, celui de produire de l'énergie et celui de transmuter les produits de fission radioactifs à durée de vie longue tel le technétium-99. Ce travail de thèse s'intéresse plus particulièrement à l'étude des propriétés de transport des neutrons dans le plomb en vue de la transmutation des produits de fission à durée de vie longue. La première partie s'attache à la description du dispositif expérimental de l'expérience TARC. Des approches théoriques et numériques permettent de se familiariser avec les propriétés de transport des neutrons et leur lent ralentissement dans le plomb. La deuxième partie porte sur la détermination expérimentale, par le groupe de l'ISN de Grenoble, de la distribution énergétique et spatiale du flux de neutrons dans l'ensemble du bloc de plomb. Cette distribution est comparée aux résultats des simulations numériques et aux mesures collectées par les différents systèmes de détection utilisés en parallèle au sein de la collaboration. La troisième et dernière partie valide le concept de la traversée adiabatique des résonances de capture, pour la transmutation des produits de fission à durée de vie longue, dans le plomb. L'ensemble des résultats de la deuxième et de la troisième partie repose sur la relation liant l'énergie des neutrons à leur temps de ralentissement dans le plomb.